

Title	風の場合,大気拡散場に及ぼす地形影響評価方法に関する研究( Dissertation_全文 )
Author(s)	市川, 陽一
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	1986-01-23
URL	<a href="http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r5805">http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r5805</a>
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

風の場合，大気拡散場に及ぼす  
地形影響評価方法に関する研究

昭和60年8月

市川陽一

# 風の場合，大気拡散場に及ぼす 地形影響評価方法に関する研究

昭和 60 年 8 月

市 川 陽 一

# 目 次

1. 緒 論 .....	1
1.1 風の場合、拡散場に及ぼす地形影響評価の意義 .....	1
1.2 風の場合評価モデルの開発状況 .....	2
1.3 拡散場評価モデルの開発状況 .....	4
1.4 本研究の目的 .....	6
2. 風の場合に及ぼす地形影響評価方法 .....	12
2.1 概 説 .....	12
2.2 3次元ポテンシャル流モデルの開発 .....	14
2.2.1 速度ポテンシャル関数の決定方法 .....	14
2.2.2 複雑地形上空の風の場合計算 .....	23
2.2.3 大気環境監視システムへの適用性 .....	30
2.3 ポテンシャル流モデルの妥当性の検討 .....	39
2.3.1 風洞、野外模型実験 .....	39
2.3.2 計算モデル .....	42
2.3.3 実験結果との比較 .....	45
2.3.4 客観解析法 (MATHEW モデル) との比較 .....	53
2.4 擬似ポテンシャル流モデルの開発 .....	59
2.4.1 計算モデル .....	59
2.4.2 実験結果との比較 .....	60
2.5 ま と め .....	62
3. 拡散場に及ぼす地形影響評価方法 .....	66
3.1 概 説 .....	66
3.2 地形効果を考慮した拡散係数評価方法の検討 .....	66
3.2.1 拡散モデル .....	67
3.2.2 2次元拡散計算 (緩勾配地形) .....	69
3.2.3 3次元拡散計算 (急勾配地形) .....	73

3.3	複雑地形を対象としたガウス型流跡モデルの開発 .....	78
3.3.1	野外模型実験 .....	78
3.3.2	計算モデル .....	79
3.3.3	実験結果との比較 .....	86
3.3.4	有限差分法モデルとの比較 .....	89
3.4	ま と め .....	96
4.	風の場合, 拡散モデルの実用化の検討 .....	99
4.1	概 説 .....	99
4.2	実用的な濃度評価手法の作成 .....	101
4.2.1	計算モデル .....	101
4.2.2	計算モデルの実用性の比較 .....	104
4.2.3	濃度評価手法 .....	108
4.3	照射線量率計算モデルの開発 .....	113
4.3.1	線量モデルの妥当性 .....	114
4.3.2	緊急時用線量モデル .....	121
4.4	複雑地形を対象とした濃度, 線量評価手法 .....	134
4.5	ま と め .....	138
5.	結 語 .....	142
	謝 辞 .....	145

# 第 1 章 緒 論

## 1.1 風の場合、拡散場に及ぼす地形影響評価の意義

工場、発電所等から放出される排ガス、気体廃棄物に含まれる大気汚染物質の挙動の正確な把握は、それら大気汚染物質が環境に及ぼす影響を知る上で重要である。大気汚染物質の挙動は大気の流れに支配され、気流は地形によって大きく影響を受ける。特にわが国では、複雑な地形内に工場、発電所が立地される場合が多く、大気汚染物質の移流、拡散を考える上で地形効果を考慮できる予測手法の開発が望まれている。

地形が存在する場合に、大気汚染物質の移流、拡散現象を調べる方法には、(i). 風洞による模型実験、(ii). 現地における気象観測、トレーサー実験、(iii). 計算機を用いた数値シミュレーションがある。これらの手法は、それぞれ後述するような長所、短所があり、相補いあって用いられることが望ましい。

上記の 3 つの手法の中で、現在最もよく用いられているのは風洞実験である。例えば、Castro ら<sup>(1)</sup>、Pearse ら<sup>(2)</sup>、Khurshudyan ら<sup>(3)</sup> は 2 次元または 3 次元の単純地形が存在する場合、四方ら<sup>(4)</sup>、Sakagami ら<sup>(5)</sup> は複雑地形が存在する場合の移流、拡散現象に及ぼす地形効果について報告している。風洞実験がよく用いられる理由として、実験条件が制御し易いこと、熱的に中立な状態では相似条件が一応成り立つことなどがあげられる。しかし、風洞実験においても、対象地域の範囲が大きくなることによる模型縮率の制限や風洞内の乱れの減衰の問題、地形効果に加えて熱的效果を考える場合の相似条件や実験技術の問題など今後検討すべき点も多い。

地形効果を調べるための気象観測、トレーサー実験は、現在幾つかのプロジェクトで実施されつつある。例えば、米国電力研究所が実施している PMV & D (Plume Model Validation and Development) プロジェクト<sup>(6)</sup>、米国内の多くの主要研究機関が参加しているエネルギー省 ASCOT (Atmospheric Studies in Complex Terrain) プログラム<sup>(7)</sup>、米国環境庁が実施している CTMD (Complex Terrain Model Development) プログラム<sup>(8), (9)</sup>、日本原子力研究所が実施している野外実験<sup>(10)</sup> などがある。現地における気象観測、トレーサー実験は、測定方法が信頼の得るものであれば現象を最も厳密に表現する。しかし、実験条件の制御が難しく、多くの経費、労力を必要とする欠点がある。そのため、ある条件におけるケーススタディ的な結果

しか得られない。先に述べた現在実施されているプロジェクトの目的も、現地気象観測、拡散実験だけで地形効果を一般化するのではなく、主に数値モデルを検証、開発することにある。

数値モデルによる解法は、近年の計算技術の進歩により今後一層期待される手法であるが、流れや拡散方程式の完全な解を得るには現在の大型計算機でも充分でなく、また拡散係数など諸パラメータの決定が難しいという点がある。しかし、気象や煙源の評価条件の多様性に対応しやすく、風洞実験のもつ対象領域や相似性の問題に対して比較的モデル化が容易であるという特徴をもつ。また、大気環境監視システムのように気象条件等の比較的短い変動に対応させて、実時間に近い状態で大気汚染物質の挙動を評価する場合には、数値モデルが最も有効である。

以上のことから、風の場合、拡散場に及ぼす地形影響評価を風洞実験だけに任せるのではなく、数値モデルで評価する方法についても一層検討を行う必要があることがわかる。当然のことながら、数値モデルの開発に当っては現地における観測データや風洞実験の結果を利用することが望ましい。本研究では、数値モデルによって地形影響を評価する方法について検討を行うが、本章ではまず風の場合モデル、拡散モデルの現在の開発状況をみる。

## 1.2 風の場合評価モデルの開発状況

地形が存在する場合の風の場合モデルとして現在提案されている代表的なものは、

(i). Navier-Stokes の運動方程式の数値解法, (ii). 客観解析法, (iii). ポテンシャル流にもとづく方法である。

大気乱流現象は、Navier-Stokes の運動方程式（N-S 式と書く）と連続の式で記述されるため、(i)の方法は最も厳密であるといえる。しかし、N-S 式を直接差分化して解くことは、差分メッシュ分割が乱れの高周波変動に追従できないため非常に困難である<sup>(1)</sup>。そこで、一般には風速、圧力等の諸変数を平均値と変動量に分けて N-S 式に平均化操作を施して解く。平均化は時間あるいはメッシュ分割の格子網について行われる。前者の平均化操作によって得られる Reynolds 方程式には、変動成分から生じる Reynolds 応力が含まれている。Reynolds 応力のモデル化はクロージャー問題と呼ばれ（例えば文献<sup>(2)</sup>）、様々の形が提案されている。格子網について平均化操作を行って得られる Reynolds 方程式、Reynolds 応力に対応するものは、特に



サブグリッドスケールという言葉をつけて呼ばれる<sup>(13)</sup>。以上の方法を用いた数値モデルは、主に単純地形を対象に幾つか提案されている。

Yamada<sup>(14)</sup>は1つまたは2つの3次元ガウス分布型の山を対象に風場を求めた。このモデルでは、鉛直方向の乱流フラックスを乱流エネルギー式と乱流スケール式を解くことにより求めている。彼はさらにこのモデルを複雑地形での流れの模擬に適用した<sup>(15)</sup>。Taylorら<sup>(16)</sup>、Masonら<sup>(17)</sup>、Deavesら<sup>(18)</sup>は2次元の丘状地形が存在するとき、運動方程式を数値的に解いて流れ場を求めた。Reynolds応力はBoussinesqの渦動粘性や混合距離の考えを用いて求めている。Settariら<sup>(19)</sup>はステップ状地形を対象に風場を求めた。渦動粘性係数は、風速のべき法則を仮定して導いた高さに依存する関数として与えている。田村<sup>(20)</sup>は格子網平均して求めたサブグリッドスケールのReynolds方程式を数値的に解くことにより、丘陵地形上空の流れ場や乱流成分を求めている。以上は差分法によって運動方程式を解く方法であるが、最近は有限要素法によって風場を求める方法も開発されつつある<sup>(21)</sup>。

客観解析法は、複雑な地形内の風場を求めるのに比較的良好に用いられている方法である。この方法は、対象領域内の幾つかの観測点、通常は1地点の風の鉛直分布と10～20地点の地表風のデータを内挿、外挿して、細かくメッシュ分割した点での風ベクトルを求めるものである。風場に限らないが物理量の内挿方法は、距離による加重法など多くのものが提案されている<sup>(22)</sup>。しかし、通常の内挿法で得られる風場は、連続の式を満たさないため、これを満足するように修正する必要がある。この修正を客観的な方法で行うため、客観解析法と呼ばれている。

客観解析法には、文献<sup>(23)</sup>、<sup>(24)</sup>で紹介されているように多くの種類がある。最もよく用いられているものは変分法にもとづく方法である。これはSasaki<sup>(25)～(27)</sup>が開発した変分解析法にもとづいている。Dickerson<sup>(28)</sup>は鉛直方向に平均化した風場の推定にこの方法を適用し、MASCONモデルを提案している。さらにSherman<sup>(29)</sup>は複雑地形が存在する場合の3次元空間の風場を求めるMATHEWモデルを開発した。

MATHEWは多くの人によって検討されている。例えば、Kitadaら<sup>(30)</sup>は観測値と修正値の偏差に対する重み係数が風速の鉛直成分や風場の発散に及ぼす影響を調べ、石川<sup>(31)</sup>は差分スキームや境界条件の扱い方について述べている。変分法にもとづく方法以外にも、鉛直方向に平均化した風場の推定のために提案された渦度固定法<sup>(32)</sup>、観測点速度固定法<sup>(33)</sup>、運動量固定法<sup>(24)</sup>などがある。また、3次元の風場の推定には



Goodin ら<sup>(34)</sup>の方法がある。

ポテンシャル流にもとづく方法は、単純地形上空の気流や複雑地形内の風場の推定によく用いられる。この方法は、風場をポテンシャル流あるいはそれを修正した流れ(修正ポテンシャル流あるいは擬似ポテンシャル流と呼ばれる)で近似するものである。単純地形上空の気流を推定する場合は、地形を半円筒や半球で代表させて、それらのまわりのポテンシャル流の流線を求める<sup>(35)</sup>。複雑地形を対象とする場合には、速度ポテンシャルに関するラプラス方程式あるいはそれを修正した式形のものが差分法で解かれている<sup>(36)~(39)</sup>。また、Hino<sup>(40)</sup>は速度ポテンシャルに関するラプラス方程式の解析解を利用して複雑地形上空の風場を求めている。

N-S 式の数値解法は、Reynolds 方程式に導かれる乱れの 2 次モーメントあるいはより高次のモーメントが評価できるため、乱流構造の解析に適している。しかし、単純地形を対象とした場合でさえ、大型計算機で 10 分～時間オーダーの計算時間を必要とし<sup>(41), (42)</sup>、メモリーも大容量必要となる。客観解析法でも、複雑地形上空の 3 次元の風場を計算するには、大型計算機で数分～10 数分の計算時間を必要とし、メモリーも N-S 式の数値解法ほどではないにしても大容量必要となる。しかし、現在の大型計算機ではある程度実用的に使える範囲にある。客観解析法の大きな問題点は計算に必要な気象データである。客観解析法では対象領域内で 10～20 点位の風向、風速の観測値を必要とする。そのような多数の観測点のデータは必ずしも得られるとは限らない。また、たとえ得られたとしても大気環境監視システムのようにルーチ的に気象データを取得する必要がある場合には、維持、管理上問題がある。一般に、都市域規模の大気汚染の問題を扱う場合、風場の計算に必要な気象データは少なければ少ないほど計算モデルは使い易いものとなり、気象観測の経費も節約される。ポテンシャル流にもとづく方法は計算機上の制約も小さく、必要な気象データも少なくてすむ。そのため、大気が中立状態における地形効果を調べるには最も実用的といえる。ポテンシャル流にもとづく方法に限らず、風場モデルのほとんどは差分法で解かれるため、解の安定性や収束性、差分スキームへの依存性など多くの数値解法上の問題を含む。

### 1.3 拡散場評価モデルの開発状況

地形が存在する場合の拡散モデルとして現在提案されている代表的なものは、

(i). ガウス型流跡モデル, (ii). 拡散方程式を差分法で解くモデル, (iii). 粒子モデルである。

ガウス型流跡モデルは、ガウス分布型の定常プルーム式の煙軸を地形標高などに応じて変化させる簡単な拡散モデルである。代表的なモデルとして、Valley Model, COMPLEX I, II Model, Potential Flow Model (文献(8)に紹介されている), 重回帰モデル<sup>(43, 44)</sup>などがある。これらのモデルで用いられる風速はある代表点のものである。煙軸は、Valley Model や COMPLEX I, II Model では煙源高度と地形高さとの関係から経験的に決め、単純地形を対象にした Potential Flow Model ではポテンシャル流の流線から決める。拡散係数は水平方向、鉛直方向の煙の拡がり幅として与えるが、これらは平地に対する値を用いるか、風の観測値がある場合はその変動幅から評価する。重回帰モデルでは、代表的なモデル地形に対して行った風洞実験の結果をもとに煙軸と煙の拡がり幅を評価している。

拡散方程式を差分法で解いて濃度分布を求める方法は、地形が存在する場合の拡散計算モデルとして最も一般的なものである。Sklarew ら<sup>(45, 46)</sup>は観測風を補間し、繰り返し法によって発散を小さくした風場を用いて、実地形を対象に3次元拡散方程式を解いた。拡散係数は大気安定度ごとに一定値を与えている。Randerson<sup>(47)</sup>は対数則で近似した風場を用いて実地形を対象に3次元拡散方程式を解いた。拡散係数の評価には経験式を用いたが特に地形の効果は考慮していない。Lantz ら<sup>(36, 37, 48)</sup>は修正ポテンシャル流モデルで計算した風場を用いて実地形を対象に拡散計算を行った。拡散係数は大気安定度ごとに高さの関数として与えている。この関数形は

Pasquill-Gifford 線図から求まる濃度分布に一致させるように決めている。

Hino<sup>(40, 49)</sup>はポテンシャル流モデルと Navier-Stokes 式を解いて求めた風場を用いて複雑地形を対象に拡散計算を行った。拡散係数は Monin-Obukhov の相似理論などから推定している。

粒子モデルは、複雑地形を対象とした拡散モデルとして最近よく使われているものである。粒子モデルでは、大気汚染物質を多数の粒子で模擬し、それら粒子のメッシュ分割したセル間の移動を追跡することにより濃度分布を求めている。このモデルは差分法で解くモデルと比べて、一般に擬似拡散が生じにくいという利点がある。粒子モデルの代表的なものは ADPIC<sup>(50)</sup>である。ADPIC では拡散過程は濃度勾配に従うが、茅野<sup>(51)</sup>は水平方向についてはランダムウォーク法に従うように改良した。ADPIC

や茅野のモデルで用いられる風の場合は、変分法にもとづく客観解析法により計算される。拡散係数は Pasquill-Gifford 線図や観測風のデータをもとに推定している。

ガウス型の流跡モデルは、計算は簡単であるが、地形が複雑な場合は予測精度がおちる。拡散方程式を差分法で解くモデルや粒子モデルは、地形境界や風の場合の空間変動を考慮できるが、計算機を使う上での制約が大きい。著者の経験によると、差分法で3次元拡散方程式を解く場合、約15,000格子点に対して大型計算機(富士通FACOM M200)で2～3 min、容量として1～2 MB、ADPICでは約80,000セルに対して計算時間約1 min、容量4～5 MB必要となる。また、以上とりあげた拡散モデルは、下部境界条件として地形は考えているが、ほとんどが拡散係数に地形効果を考慮していない。これは拡散に及ぼす地形効果を知る上で大きな問題となる。

#### 1.4 本研究の目的

以上、地形効果を考慮した風の場合モデル、拡散モデルの現状を調べた結果、次のような問題点があることがわかった。

- (1) 地形が存在する場合の風の場合モデルは多く提案されているが、計算上の制約があったり、多くの気象データが必要であったりするため実用的でない。
- (2) 地形が存在する場合の拡散モデルも幾つか提案されているが、拡散係数にまで地形効果を考慮したものがほとんどない。

そこで、著者は本研究の目的を以下のように設定した。

- (1) 地形効果による風の空間変動を評価できる実用的な風の場合モデルを開発すること〔第2章〕。
- (2) 拡散に及ぼす地形効果評価方法及び拡散係数に地形効果を考慮した実用的な拡散モデルを開発すること〔第3章〕。
- (3) (1), (2)で開発した風の場合モデル、拡散モデルの実用性を調べるために、大気環境監視システムへの適用を検討すること〔第4章〕。

#### 参 考 文 献

- (1) Castro, I. P. and W. H. Snyder, A Wind Tunnel Study of Dispersion from Sources Downwind of Three-Dimensional Hills, Atmospheric Environment 16.8, pp. 1869～1887, 1982.

- (2) Pearse, J. R., D. Lindley and D. C. Stevenson, Wind Flow over Ridges in Simulated Atmospheric Boundary Layers, Boundary-Layer Meteorology 21, pp 77~92, 1981.
- (3) Khurshudyan, L. H., W. H. Snyder and I. V. Nekrasov, Flow and Dispersion of Pollutants over Two-Dimensional Hills : Summary Report on Joint Soviet-American Study, Envir. Prot. Agcy. Rpt. No EPA-600/4-81-067, Res. Tri. Pk., NC, 1981.
- (4) 四方浩, 杉本脩, 島根原子力発電所における排ガス拡散の風洞実験, 日本原子力学会誌 23.3, pp 191~196, 1981.
- (5) Sakagami, J. and M. Kato, Effects of Complicated Topography on Diffusion-Wind Tunnel Experiment-, Natural Science Report of the Ochanomizu Univ. 19.1, pp 1~21, 1968.
- (6) Hilst, G. R., Plume Model Validation, EPRI EA-917-SY, Electric Power Research Institute, Palo Alto, CA, 1978.
- (7) Knox, J. B. et al., Program Report for FY 1982 Atmospheric and Geophysical Sciences Division of the Physics Department, Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-51444-82, Livermore, CA, 1983.
- (8) Lavery, T. F. et al., EPA Complex Terrain Model Development : First Milestone Report-1981, Envir. Prot. Agcy. Rpt. No. EPA-600/3-82-036, Res. Tri. Pk., NC, 1982.
- (9) Strimaitis, D. G. et al., EPA Complex Terrain Model Development : Second Milestone Report-1982, Envir. Prot. Agcy. Rpt. No. EPA-600/3-83-015, Res. Tri. Pk., NC, 1983.
- (10) 今井和彦 編, 日本原子力研究所における緊急時関連の環境安全研究, 保健物理 18, pp 259~267, 1983.
- (11) 谷 一郎 編, 流体力学の進歩 乱流, 第4章 乱流の計算 (大路通雄), 丸善, 1980.
- (12) Nieuwstadt, F. T. M. and H. van Dop Ed., Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modeling, D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, 1982.

- (13) Deardorff, J. W., A Numerical Study of Three-Dimensional Turbulent Channel Flow at Large Reynolds Numbers, J. Fluid Mech. 41.2, pp 453~480, 1970.
- (14) Yamada, T., A Three-Dimensional Study of Complex Atmospheric Circulations Produced by Terrain, Proceedings of Conference on Sierra Nevada Meteorology, AMS, pp 61~67, 1978.
- (15) Yamada, T., A Numerical Simulation of Nocturnal Drainage Flow, J. Met. Soc. Japan 59, pp 108~122, 1981.
- (16) Taylor, P. A. and P. R. Gent, A Model of Atmospheric Boundary-Layer Flow above an Isolated Two-Dimensional "Hill" ; An Example of Flow above "Gentle Topography", Boundary-Layer Meteorology 7, pp 349~362, 1974.
- (17) Mason, P. J. and R. I. Sykes, A Simple Cartesian Model of Boundary Layer Flow over Topography, J. Computational Phys. 28, pp 198~210, 1978.
- (18) Deaves, D. M., Wind over Hills : A Numerical Approach, J. Industrial Aerodynamics 1, pp 371~391, 1975/1976.
- (19) Settari, A. and R. B. Lantz, A Turbulent Flow Model for Use in Numerical Evaluation of Air Quality, J. Canadian Petroleum Technology, pp 63~74, 1974.
- (20) 田村哲郎, Subgrid Scale ( S. G. S. ) モデルの風工学的応用について, 日本風工学会誌 21, pp 19~34, 1984.
- (21) Chan, S. T., P. M. Gresho, R. L. Lee and C. D. Upson, Simulation of Three-Dimensional, Time-Dependent, Incompressible Flows by a Finite-Element Method, AIAA 5th Computational Fluid Dynamics Conference, Palo Alto, AIAA CP 814, pp 354~363, 1981.
- (22) Goodin, W. R., G. J. McRae and J. H. Seinfeld, A Comparison of Interpolation Methods for Sparse Data : Application to Wind and Concentration Fields, J. Appl. Met. 18, pp 761~771, 1979.

- (23) 市川陽一, 四方浩, 観測データをもとにした風の場の推定方法について, 日本風工学会誌 14, pp 43~52, 1982.
- (24) 山口克人, 祖泉克明, 吉川曄, 大気拡散シミュレーションのための風系推定法, 大気汚染学会誌 18.3, pp 210~220, 1983.
- (25) Sasaki, Y., An Objective Analysis based on the Variation Method, J. Met. Soc. Japan 36, pp 77~88, 1958.
- (26) Sasaki, Y., Some Basic Formalisms in Numerical Variational Analysis, Mon. Wea. Rev. 98, pp 875~883, 1970.
- (27) Sasaki, Y., Numerical Variational Analysis Formulated under the Constrains as Determined by Longwave Equations and Low-Pass Filter, Mon. Wea. Rev. 98, pp 884~898, 1970.
- (28) Dickerson, M. H., MASCON-A Mass Consistent Atmospheric Flux Model for Regions with Complex Terrain, J. Appl. Met. 17, pp 241~253, 1978.
- (29) Sherman, C. A., A Mass-Consistent Model for Wind Fields over Complex Terrain, J. Appl. Met. 17, pp 312~319, 1978.
- (30) Kitada, T. et al., Estimation of Vertical Air Motion from Limited Horizontal Wind Data-A Numerical Experiment, Atmospheric Environment 17, pp 2181~2192, 1983.
- (31) 石川裕彦, 変分法を応用した3次元風速場計算コード (WIND 04), JAERI-M 83-113, 日本原子力研究所, 1983.
- (32) Endlich, R. M., An Iterative Method for Altering the Kinematic Properties of Wind Fields, J. Appl. Met. 6, pp 837~844, 1967.
- (33) Liu, C. Y. and W. R. Goodin, An Iterative Algorithm for Objective Wind Field Analysis, Mon. Wea. Rev. 104, pp 784~792, 1976.
- (34) Goodin, W. R., G. J. McRae and J. H. Seinfeld, An Objective Analysis Technique for Constructing Three-Dimensional Urban-Scale Wind Fields, J. Appl. Met. 19, pp 98~108, 1980.
- (35) Isaacs, R. G., A. Bass and B. A. Egan, Application of Potential Flow Theory to a Gaussian Point Source Diffusion Model in Complex

- Terrain, 4th Symposium on Turbulence, Diffusion and Air Pollution, AMS, pp 189~196, 1979.
- (36) Lantz, R. B., R. C. McCulloch and R. K. Agrawal, The Use of Three-Dimensional Numerical Air Pollution Models in Planning Plant Location, Design and Operation, J. Canadian Petroleum Technology, pp 18~25, 1972.
- (37) Lantz, R. B. and K. H. Coats, A Three-Dimensional Numerical Model for Calculating the Spread and Dilution of Air Pollutants, Proceedings Air Pollution, Turbulence and Diffusion Symposium, pp 43~49, 1971.
- (38) 長沢伸也 他, 起伏のある地形上における大気汚染予測システムに関する研究 (I) — 風系の推定モデル —, 大気汚染学会誌 19.2, pp 149~158, 1984.
- (39) Yocke, M. A. and M. K. Liu, The Development of a Three-Dimensional Wind Model for Complex Terrain, Joint Conf. of Appl. Air Pol. Met., pp 209~214, 1979.
- (40) Hino, M., Computer Experiment on Smoke Diffusion over a Complicated Topography, Atmospheric Environment 2, pp 541~558, 1968.
- (41) 安藤安則 他, 3次元粘性流れ場予測プログラムの開発, 石川島播磨技報 24.3, 1984.
- (42) 村上周三, 風工学における乱流の数値シミュレーション, 日本風工学会誌 20, pp 51~79, 1984.
- (43) 佐々木文昭, 硫化水素 ( $H_2S$ ) 拡散調査, 火力原子力発電 30.12, pp 49~57, 1979.
- (44) 岡本汎貴, 大場良二, 岡林一木, 排煙拡散数値シミュレーションモデルの開発, 三菱重工技報 21.5, pp 704~711, 1984.
- (45) Sklarew, R. C. and K. T. Tran, Air Pollution Modeling in Mountainous Terrain, The 72nd Annual Meeting of the Air Pollution Control Association, Cincinnati, Ohio, 1979.
- (46) Sklarew, R. C., J. C. Wilson and A. J. Fabric, DEPICT/IMPACT Grid



- Models of Reactive Point Source Emissions in Complex Terrain,  
Joint Conf. on Applications of Air Pollution Meteorology, Salt Lake  
City, Utah, pp 215~220, 1977.
- (47) Randerson, D., A Numerical Experiment in Simulating the Transport  
of Sulfur Dioxide through the Atmosphere, Atmospheric Environment  
4, pp 615~632 1970.
- (48) Lantz, R. B. et al., Evaluation of Selected Air Pollution Dispersion  
Models Applicable to Complex Terrain, Envir. Prot. Agcy. Rpt. No.  
EPA-450/3-75-059, Res. Tri. Pk., NC, 1974.
- (49) 日野幹雄, 実地形における排煙拡散の数値解析—排煙濃度分布に関する数値  
解析 第Ⅲ報 —, 電力中央研究所技術研究所報告 No. 66100,  
電力中央研究所, 1967.
- (50) Lange, R., ADPIC — A Three-Dimensional Particle-in-Cell Model  
for the Dispersal of Atmospheric Pollutants and its Comparison to  
Regional Tracer Studies, J. Appl. Met. 17, pp 320~329, 1979.
- (51) 茅野政道, 石川裕彦, 3次元風速場を用いた粒子拡散法による複雑地形上の被  
曝線量評価モデル, 日本原子力学会誌 26.6, pp 526~534, 1984.

## 第 2 章 風の場合に及ぼす地形影響評価方法

### 2.1 概 説

地形が存在する場合に、大気汚染物質の移流を評価する 1 つの方法として、ポテンシャル流理論をもとにした風の場合計算が利用されている。一般に、物体まわりの流れは、熱的效果や物体背後の渦の効果が小さい場合は、ポテンシャル流で近似できることが確かめられている。そのため、ポテンシャル流理論にもとづく方法は、地表面の強い熱的效果や山の背後の局地的な後流などを特に対象にして風の場合を求める場合は適用できないが、地形が存在する場合の全般的な風の場合を評価するのには非常に有効である。

ポテンシャル流の流れ場を求める方法は大きく分けて 2 通りある。1 つは、物体まわりの流れ関数を利用する方法である。別のものは、速度ポテンシャルに関するラプラス方程式を解く方法である。まず、前者の例を紹介する。

Stümke<sup>(1)</sup> は、2 次元の段状地形が存在するときの大気汚染物質の移流、拡散を扱った。その際、物質の移動は、物理平面における段状形状を複素速度ポテンシャル面に写像して求めた流れ関数に従うとした。

Bürger<sup>(2)</sup> は、正方形断面をもつ 2 次元建屋が存在するときの大気汚染物質の移流、拡散を評価した。彼は、楕円まわりのポテンシャル流の流れ関数を用いて、渦領域とポテンシャル流で表わせる領域を区分した。さらに、ポテンシャル流の領域については、その流れ関数から求まる流線に沿って拡散計算を行った。

Isaacs ら<sup>(3)</sup> は、峰や孤立した山地形をそれぞれ半円筒、半球で代表させて、それらのまわりのポテンシャル流の流れ関数を利用することにより拡散評価を行った。

次にラプラス方程式を解く方法について述べる。ポテンシャル流の流速成分  $u$ ,  $v$ ,  $w$  は、速度ポテンシャル関数  $\phi$  によって次式で定義される。

$$(u, v, w) = \left( \frac{\partial \phi}{\partial x}, \frac{\partial \phi}{\partial y}, \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \quad (2.1)$$

この式を次の連続の式に代入する。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

その結果、速度ポテンシャル $\phi$ に関するラプラス方程式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.3)$$

(2.3) 式を解く最も一般的な方法は、与えられた境界条件のもとに差分法で数值的に $\phi$ を求めるものである。

一方、(2.3) 式をラプラス方程式の境界値問題として解析的に解く方法もある。Hino<sup>(4)</sup>はこの方法を用いて、複雑地形の地表近くの境界層領域を除く上空の風場を求めた。

ポテンシャル流の流れ場は、地表近くの粘性効果を表現できないため、これを考慮できるようにポテンシャル流を修正する方法も幾つか提案されている。

Lantz ら<sup>(5)</sup>は、(2.1) 式を模擬して速度成分を次式の形で定義した。

$$(u, v, w) = (B_x \frac{\partial \phi}{\partial x}, B_y \frac{\partial \phi}{\partial y}, B_z \frac{\partial \phi}{\partial z}) \quad (2.4)$$

ここで、 $B_x$ 、 $B_y$ 、 $B_z$ はポテンシャル流の流れ場を修正する係数で、大気安定度や高さの関数として与えられる。(2.4) 式を(2.2) 式に代入する。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( B_x \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( B_y \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( B_z \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.5)$$

この式を(2.3) 式を解く場合と同様、与えられた境界条件のもとに差分法で解くことにより $\phi$ が計算でき、複雑地形上の風場が求まる。

長沢ら<sup>(6)</sup>は、鉛直方向の風速成分を抑えることを目的に、(2.1) 式の $w$ 成分に擬似的な抵抗係数を導入している。また、水平成分にはべき法則を満たすような係数を乗じた。風場は、(2.5) 式と同形の式を差分法で解くことにより求めている。

Yocke ら<sup>(7)</sup>は、水平成分について2次元の速度ポテンシャル関数を定義し、鉛直成分については発散項として扱った。即ち、彼らは(2.3) 式の3次元ラプラス方程式の代わりに、次の2次元ポアソン方程式を数值的に解いた。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\Omega \quad (2.6)$$

この式の右辺の $\Omega$ は発散項である。この項に、地表付近の摩擦による風の鉛直分布等を含めることにより、ポテンシャル流の風場が修正される。

以上、ポテンシャル流をもとに地形上空の風場を求める方法について述べた。流

れ関数を利用する方法は、風の間や流線の計算が非常に簡単である。しかし、ポテンシャル流の流れ関数は、2次元や軸対称な3次元地形の場合には速度ポテンシャル関数と流れ関数の直交関係を用いて求まるが、複雑地形を対象にする場合は求めることができない。複雑地形を対象にする場合は、速度ポテンシャルに関するラプラス方程式を解く方法がとられている。しかし、この方法は差分や数値積分などを行う必要があるため、前者の方法と比べると計算が複雑になる。

著者が本章で開発を行うポテンシャル流モデルは、複雑地形内の風の間を評価でき、なおかつ計算が非常に容易に行える方法である。本方法は、地形などの境界条件を満たす速度ポテンシャル関数を決め、(2.1)式から直接流れ場を求めるものである。そのため、(2.3)式のようなラプラス方程式を解く必要はない。また、複雑地形内の流れ場を表わす速度ポテンシャル関数は、単純地形まわりの流れ場を表わす速度ポテンシャル関数の重ね合わせにより容易に求まる。本章では、このポテンシャル流モデルについて述べ、さらにモデルの妥当性を風洞や野外での模型実験及び他の計算モデルの結果と比較を行うことによって検討した。また、その結果をもとにポテンシャル流モデルの改良を行った。

## 2.2 3次元ポテンシャル流モデルの開発<sup>(8), (9)</sup>

### 2.2.1 速度ポテンシャル関数の決定方法

ポテンシャル流によって地形上空の風の間を推定する方法の概略をFig. 2.1に示す。

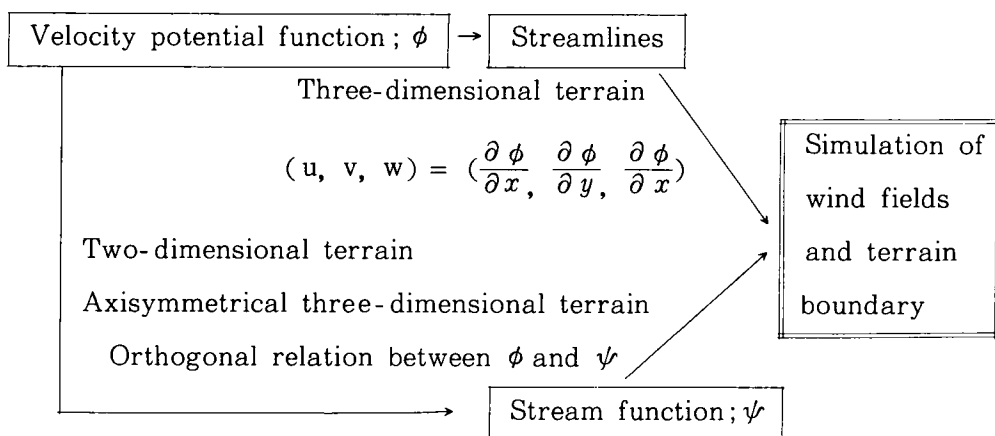


Fig. 2.1 Conceptual representation of wind field calculation with a potential flow model.

従来、単純地形を対象にとられていた方法は、この図の下側のフローである。即ち、流れ関数を速度ポテンシャル関数との直交関係から求めることによって風場を推定するものである。この場合、速度ポテンシャル関数は、既によく知られている円筒や球のような単純形状に対するものが利用されている。実際、そのような単純形状に対しては、流れ関数自身もよく知られている。本節では、3次元地形を対象にするため、上側のフローを採用する。この場合、対象地形は複雑であるので、速度ポテンシャル関数は地形に応じて新たに決める必要がある。決め方については後に詳しく述べる。速度ポテンシャル関数が決まれば、(2.1)式から流速成分が求まる。得られた流速成分から流線を決めることができる。流線を集合して得られる曲面の1つは、その曲面を通して流れがないため、地形境界と見なすことができる。こうして得られた地形境界が実地形をある程度近似的に模擬していれば、模擬地形上方の流線は、ポテンシャル流で近似された実地形上空の気流と見なすことができる。そのため、本方法では地形境界の模擬ということが重要な点となる。以下に、地形境界を模擬し、上空の風場を推定する方法について述べる。

3次元地形で最も単純なものは球である。そのため、球のまわりの流れを表わす速度ポテンシャル関数を基本に3次元地形上空の風場を推定すると、パラメータも少なく簡単に扱える。球のまわりの流れを決める速度ポテンシャル関数 $\phi$ は、一様な平行流と3次元の複源(doublet)の合成によって得られる(例えば、文献(10))。

$$\phi = u_0 x + \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \quad (2.7)$$

右辺第一項は一様な平行流の速度ポテンシャル、第二項は複源の速度ポテンシャルを表わす。式中、 $u_0$ は平行流の流速、 $\mu$ は複源強さである。なお、複源位置は原点である。ここで、式の簡略化のため $\mu$ を次式で表わす。

$$\mu = 2\pi \cdot u_0 \cdot a^3 \quad (2.8)$$

この式を用いて(2.7)式を書き直す。

$$\phi = u_0 \left\{ x + \frac{x a^3}{2(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right\} \quad (2.9)$$

本論文では、 $\mu$ の代わりに $a$ のことを複源強さと呼ぶ。

球のまわりの速度ポテンシャル関数をもとに、複雑地形境界及び上空の風場を推定する方法の概念をFig. 2.2に示す。"×"で示された点は複源配置位置、一点鎖線

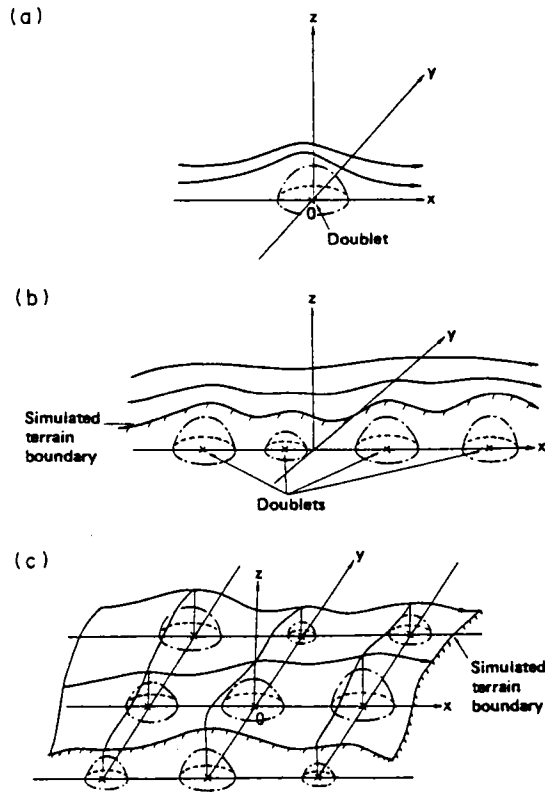


Fig. 2.2 Conceptual representation of terrain boundary and air flow simulation.

で示された半球の半径は複源の強さを表わす。(a)は(2.9)式から求まる半球上空の流れを示している。今、強さの異なる幾つかの複源と一様流を合成する。そのとき、流線は(b)に示すように起伏を帯びてくる。ポテンシャル流の流線の1つを地形境界と見なす。図で斜線を付けた流線を地形境界とする。この場合、その斜線を付けた流線より上方の流線によって地形上空の気流を求めることができる。同様の考え方で複雑地形上空の気流を推定できる。(c)は水平面上の格子点に配置された複源と一様流の合成を示している。斜線を付けた曲面は、無数のポテンシャル流の流線からなる。この曲面が実地形をよく近似していれば、実地形上空の気流はその曲面上方のポテンシャル流の流線により評価できる。

以上の考えにもとづいて、複雑地形上空の風を表わす速度ポテンシャル関数 $\phi$

は、一様流と水平面に格子状に配置した複源の合成により求まるとする。即ち、 $\phi$ を次式で定めた。

$$\phi = u_0 \left[ x + \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n \frac{(x-x_i)a_{ij}}{2\{(x-x_i)^2 + (y-y_j)^2 + z^2\}^{\frac{3}{2}}} \right] \quad (2.10)$$

ここで、

$u_0$  : 一様流の流速

$x_i, y_j$ : 複源を配置する格子点の座標

$a_{ij}$  : 格子点に配置される複源の強さ

$m, n$  :  $x, y$  方向に配置される複源の個数

(2.10) 式で、格子点に配置する複源の強さを変化させることにより、任意の地形境界を模擬できる。以下に複源強さの決め方について述べる。

最初に 2 次元地形の場合について述べる。その考え方を応用することにより、3 次元地形を対象とした複源強さの決め方を検討する。

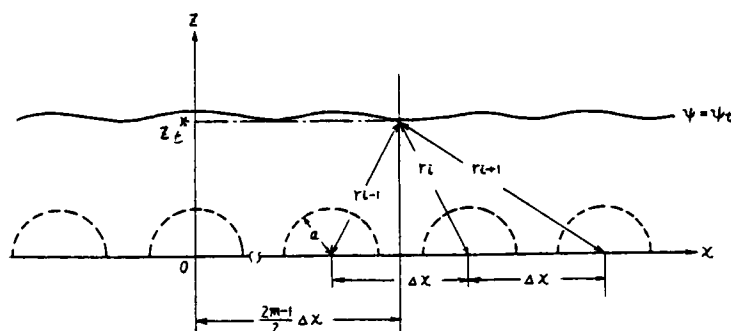


Fig. 2.3 Streamline obtained by combining a series of two-dimensional doublets and a uniform stream.

The dotted semicircles denote two-dimensional doublet.

Fig. 2.3 に示すように、強さ  $a$  の 2 次元複源を  $\Delta x$  間隔で無数個配置する。この場合、

$$(x, z) = \left( \frac{(2m-1)}{2} \cdot \Delta x, z_c^* \right) \quad (m \text{ は任意の整数}) \quad (2.11)$$

を通る流れ関数  $\psi_l$  は次式で表わせる。



$$\begin{aligned}
\psi_i &= z_i^* \left( 1 - \sum_{i=1}^{\infty} \frac{a^2}{r_i^2} \right) \\
&= z_i^* \left[ 1 - 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{a^2}{z_i^{*2} + \left\{ \frac{(2m-1)}{2} \Delta x \right\}^2} \right] \quad (2.12)
\end{aligned}$$

ここで、 $r_i$ は流線上の点と複源の距離を示す。また、簡単のため一様流の流速は単位量としている。(2.12)式を変形する。

$$\begin{aligned}
\psi_i &= z_i^* \left\{ 1 - \frac{2a^2}{\left( \frac{\Delta x}{2} \right)^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\left( \frac{z_i^*}{\frac{\Delta x}{2}} \right)^2 + (2m-1)^2} \right\} \\
&= z_i^* \left( 1 - \frac{a^2 \pi}{\Delta x \cdot z_i^*} \tanh \frac{\pi z_i^*}{\Delta x} \right) \quad (2.13)
\end{aligned}$$

今、

$$\frac{\pi \cdot z_i^*}{\Delta x} \geq 2 \quad (2.14)$$

とすると

$$\tanh \frac{\pi z_i^*}{\Delta x} \simeq 1 \quad (2.15)$$

であるから、(2.13)式は次のようになる。

$$\psi_i = z_i^* \left( 1 - \frac{a^2 \pi}{\Delta x \cdot z_i^*} \right) \quad (2.16)$$

複源の影響が全くないところでは、 $x$ 軸からの高さは $\psi_i$ と同じ値をもつ。この高さを海拔0mとすると、地形標高 $z_i$ は次式で表わせる。

$$z_i = z_i^* - \psi_i \quad (2.17)$$

(2.16)、(2.17)式から次式を得る。

$$a = \sqrt{\frac{\Delta x \cdot z_i}{\pi}} \quad (2.18)$$

$z_i$ は複源位置における標高ではないが、 $z_i$ が $x$ 座標によって変化しなければ、(2.18)式は、格子点に配置する複源強さ $a$ と格子間隔 $\Delta x$ 及び格子点での地形標高 $z_i$ の関係を示す式といえる。この式は、同じ強さの複源を無数個配置したときに導かれた式で

あるが、実際は山の高さに応じて複源強さは変わる。そのため、(2.18)式に補正係数  $c$  を乗じて複源強さを決めるのが適当である。即ち、

$$a_i = c_i \sqrt{\frac{\Delta x \cdot z_{ti}}{\pi}} \quad (2.19)$$

ここで、添字  $i$  は格子点での値を意味する。 $c_i$  は地形境界を模擬するように、ある程度試行錯誤的に決めなければならない。しかし、(2.14)式を満たしていれば、 $c_i$  は 1.0 に近い値をとることが予想されるため、その決定にはあまり労を要しない。

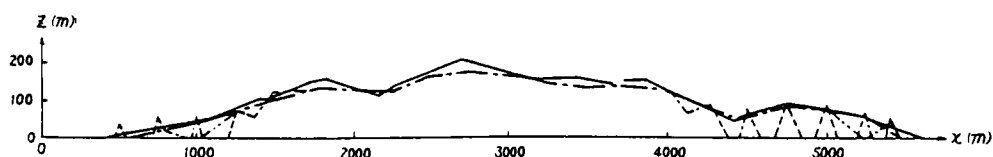


Fig. 2.4 Simulation of two-dimensional terrain.

Real terrain; —, simulated terrain; — · — ( $\Delta x = 50\text{m}$ ),  
— · · — ( $\Delta x = 150\text{m}$ ), ····· ( $\Delta x = 250\text{m}$ ).

実地形の鉛直断面をFig. 2.4に実線で示す。この地形境界の模擬を(2.19)式を用いて行った。 $\Delta x = 50\text{m}$ ,  $150\text{m}$ ,  $250\text{m}$ のそれぞれの場合に、 $(x, z) = (n \cdot \Delta x, 0)$  ( $n$ は整数)に(2.19)式から求まる強さの複源を配置した。地形境界を流れ関数  $\Psi = 0$  で模擬した結果をFig. 2.4に併せて載せる。図中、一点鎖線、二点鎖線、破線がそれぞれ  $\Delta x = 50\text{m}$ ,  $150\text{m}$ ,  $250\text{m}$ に対応している。なお、各ケースとも  $c_i$  はすべての格子点で 1.0 としている。即ち、補正は行っていない。 $\Delta x = 50\text{m}$ の場合は対象地形をよく模擬している。 $\Delta x = 150\text{m}$ ,  $250\text{m}$ の場合、山の低いところでは対象地形と合っていない。これは、山の高さに比べて格子間隔が大きい、即ち、(2.14)式を満たさないためである。大きな  $\Delta x$  に対して(2.14)式を満足させるには、 $z_i^*$ を増加させればよい。そこで、複源位置を  $z = 0$  から  $z = -\alpha \cdot \Delta x$  ( $\alpha$ は比例定数)に下げる。これにより、 $z_i^*$ は  $\alpha \cdot \Delta x$  だけ増加したことになり、(2.17)式は次式のように表わせる。

$$z_i = z_i^* + \alpha \cdot \Delta x - \Psi_i \quad (2.20)$$

今、Fig. 2.5(a)の破線で示すように、

$$a = \frac{2 \alpha \cdot \Delta x}{\pi} \quad (2.21)$$

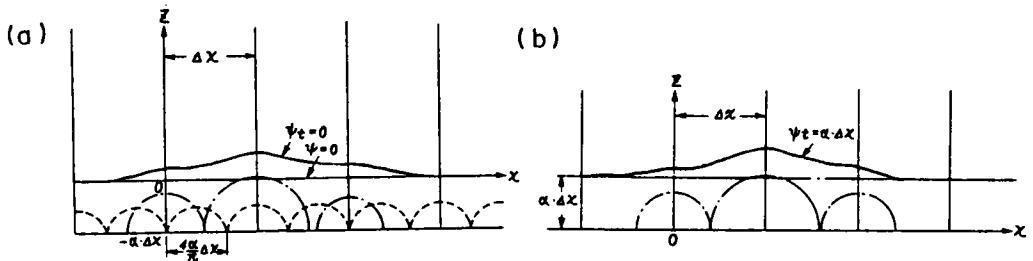


Fig. 2.5 Streamline simulating terrain boundary.  
The chained and dotted semicircles denote  
two-dimensional doublets.

で強さが表わせる複源を、 $z = -\alpha \cdot \Delta x$  に  $2a$  間隔で配置する。このとき、(2.18), (2.20), (2.21) 式から次式を得る。

$$z_t^* = \psi_t \quad (2.22)$$

この式から、 $\Psi (= \psi_t) = 0$  の流線は  $z = 0$  を通り、近似的に平地の状態を表わすといえる。この状態で、Fig. 2.5 (a)の一点鎖線で示すように、 $z = -\alpha \cdot \Delta x$  に  $\Delta x$  間隔で (2.19) 式から求まる複源を配置する。これにより、 $\Delta x$  が大きい場合でも、 $\Psi (= \psi_t) = 0$  の流線で地形境界を模擬することが可能となる。このことは、Fig. 2.5 (a)と(b)を見ればわかるように、 $z = 0$  に (2.19) 式から求まる強さの複源を配置し、 $\Psi (= \psi_t) = \alpha \cdot \Delta x$  の流線で地形境界を模擬することと同じである。

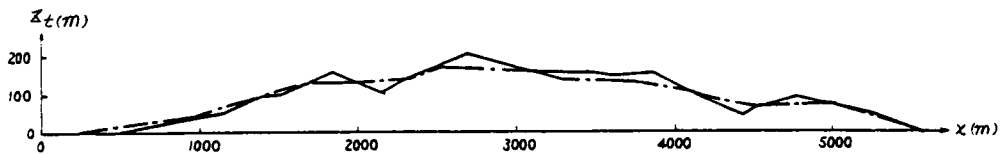


Fig. 2.6 Simulation of two-dimensional terrain.

Real terrain ; —, simulated terrain ; - · - ( $\Delta x = 250$  m).

Fig. 2.6 に、 $\Delta x$  を 250 m にし、 $\Psi = 50$  の流線で Fig. 2.4 と同じ地形を模擬した結果を一点鎖線で示す。補正係数  $c_i$  は、この場合もすべての格子点で 1.0 としている。 $\Psi = 0$  の流線で模擬した場合と異なり、山の低いところでもよく合っている。

以上の 2 次元地形に関する議論をもとに、3 次元地形の場合の複源強さの求め方について検討を行う。2 次元地形の場合の複源強さは、格子幅と格子点における地形標高によって (2.19) 式で与えられる。この式は、複源強さ  $a_i$  を半径とする半円の面積

$\frac{\pi a_i^2}{2}$ と格子幅と標高の積で求まる面積  $\Delta x \cdot z_{tij}$  の関係を示す式ともいえる。そこで、このアナロジーにより3次元地形の場合には、複源強さ  $a_{ij}$  を半径とする半球の体積  $V_0$  と複源配置の格子間隔  $\Delta x$ 、 $\Delta y$  と標高  $z_{tij}$  の積で求まる直方体の体積  $V$  の関係を求めることにする。この関係は次式で与えられる。

$$r = \frac{V_0}{V} = \frac{\frac{2}{3} \pi a_{ij}^3}{\Delta x \cdot \Delta y \cdot z_{tij}} \quad (2.23)$$

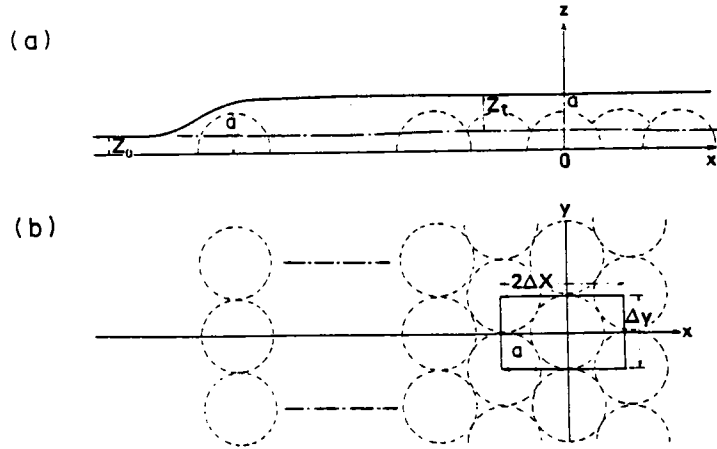


Fig. 2.7 Streamline over numerous three-dimensional doublets: (a) ascent of streamline and distribution of doublets (vertical plane), and (b) distribution of doublets (plane). Note that the dotted circles denote three-dimensional doublets.

今、Fig. 2.7 に示すような位置関係で、 $x-y$  平面に強さ  $a$  の3次元複源を半無限個配置する。この場合、一様な平行流と合成して得られる速度ポテンシャル関数は次式で表わせる。

$$\phi = u_0 \left[ x + \sum_{k=1}^n \frac{(x - x_k) a^3}{2 \{ (x - x_k)^2 + (y - y_k)^2 + z^2 \}^{\frac{3}{2}}} \right] \quad (2.24)$$

ここで、複源位置は  $(x_k, y_k, 0)$  で、 $n$  は配置した複源の個数である。(2.1)式から流速成分  $u$ 、 $v$ 、 $w$  が得られる。

$$u = u_0 \left[ 1 + \sum_{k=1}^n \frac{\{ -2 (x - x_k)^2 + (y - y_k)^2 + z^2 \} a^3}{2 \{ (x - x_k)^2 + (y - y_k)^2 + z^2 \}^{\frac{5}{2}}} \right] \Bigg|$$

$$\left. \begin{aligned} v &= u_0 \sum_{k=1}^n \frac{-3(x-x_k)(y-y_k)a^3}{2\{(x-x_k)^2+(y-y_k)^2+z^2\}^{\frac{5}{2}}} \\ w &= u_0 \sum_{k=1}^n \frac{-3(x-x_k)za^3}{2\{(x-x_k)^2+(y-y_k)^2+z^2\}^{\frac{5}{2}}} \end{aligned} \right\} \quad (2.25)$$

複源を配置したところから充分離れた遠方で、 $z = z_0$  を通る  $x-y$  平面に平行な流線群の軌跡を、(2.25) 式をもとに求めた。流線群は、 $\frac{z_0}{a}$  が 0.5 以上では、複源を配置した領域上で位置によらず一定の高さ  $z = z_t$  になった。Table 2.1, Fig. 2.8 に  $\frac{z_0}{a}$  と  $\frac{z_t}{a}$  の関係を示す。 $\frac{z_0}{a}$  が 0.5 以下の場合、流線群の振動が大きくなるため、 $z_t$  の最高値で示してある。 $z_0$  をある値にとることによって、Table 2.1, Fig. 2.8 から地形標高  $z_t$  と複源強さ  $a$  の関係が求まる。即ち、ある  $z_t$  に対する (2.23) 式で示される  $r$  は、 $\Delta x$ 、 $\Delta y$  を決めれば求まる。例として、 $z_0 = 150$  m、 $\Delta x = \Delta y = 500$  m のときの  $r$  と  $z_t$  の関係を Fig. 2.9 に示す。

Table 2.1 Relationship between  $\frac{z_0}{a}$  and  $\frac{z_t}{a}$ .

$\frac{z_0}{a}$	$\frac{z_t}{a}$
0.2	1.07
0.3	1.00
0.4	0.94
0.5	0.90
1.0	0.78
1.5	0.72
2.0	0.68
2.5	0.64
3.0	0.58
4.0	0.52

Fig. 2.9 の関係は、同じ強さの複源を半無限個配置したとき導かれたものであるもので、山の起伏がある場合には  $r$  に多少の修正が必要となる。そのため、複源強さの評価には、補正係数  $c_{ij}$  を導入した形を提案する。

$$a_{ij} = c_{ij} \left\{ \frac{3r \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot z_{tij}}{2\pi} \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (2.26)$$

この式をもとに複源強さを求め、実地形を模擬した結果については次節で述べる。

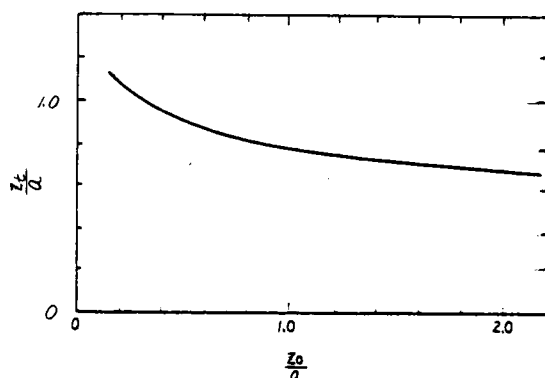


Fig. 2.8 Relationship between  $\frac{z_0}{a}$  and  $\frac{z_t}{a}$ .

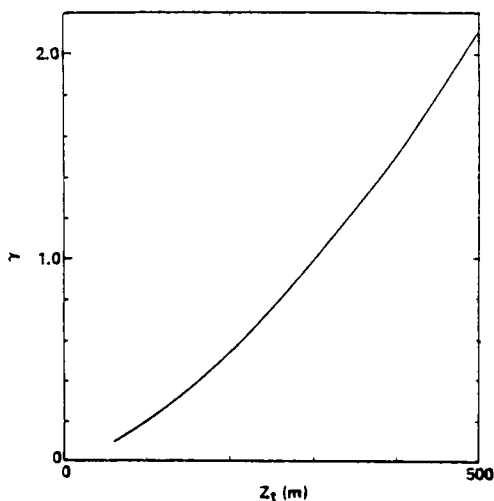


Fig. 2.9 Relationship between  $z_t$  and  $r$   
when  $z_0 = 150$  m and  $\Delta x = \Delta y = 500$  m.

## 2.2.2 複雑地形上空の風の場合計算

複雑地形上空の風の場合を模擬するための対象地形をFig. 2.10に示す。この地形図は宮城県の牡鹿半島の一部を示す。図に示すように、東西に $x$ 軸、南北に $y$ 軸をとり、それぞれ東向き、北向きを正とした。 $z$ 軸は $x-y$ 平面に鉛直上向きを正とする。 $X-Y$ 座標系は、 $x-y$ 座標系を時計廻りに $(90+\theta)^\circ$ 回転させたものである。 $\theta$ を一般風の風向とすると、 $X$ 軸は一般風の流れの方向と一致する。

$X-Y-z$ 座標系で、複雑な地形上空の風の場合を評価する速度ポテンシャル関数 $\phi$

は次式で与えられる。

$$\phi = u_0 \left\{ X + \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n \frac{(X - X_{ij}) a_{ij}^3}{2 \{ (X - X_{ij})^2 + (Y - Y_{ij})^2 + z^2 \}^{\frac{3}{2}}} \right\} \quad (2.27)$$

この式で、複源位置は  $(X_{ij}, Y_{ij}, 0)$  である。 $x-y-z$  座標系の複源位置  $(x_i, y_j, 0)$  とは次の関係がある。

$$(X_{ij}, Y_{ij}, 0) = (-x_i \sin \theta - y_j \cos \theta, x_i \cos \theta - y_j \sin \theta, 0) \quad (2.28)$$

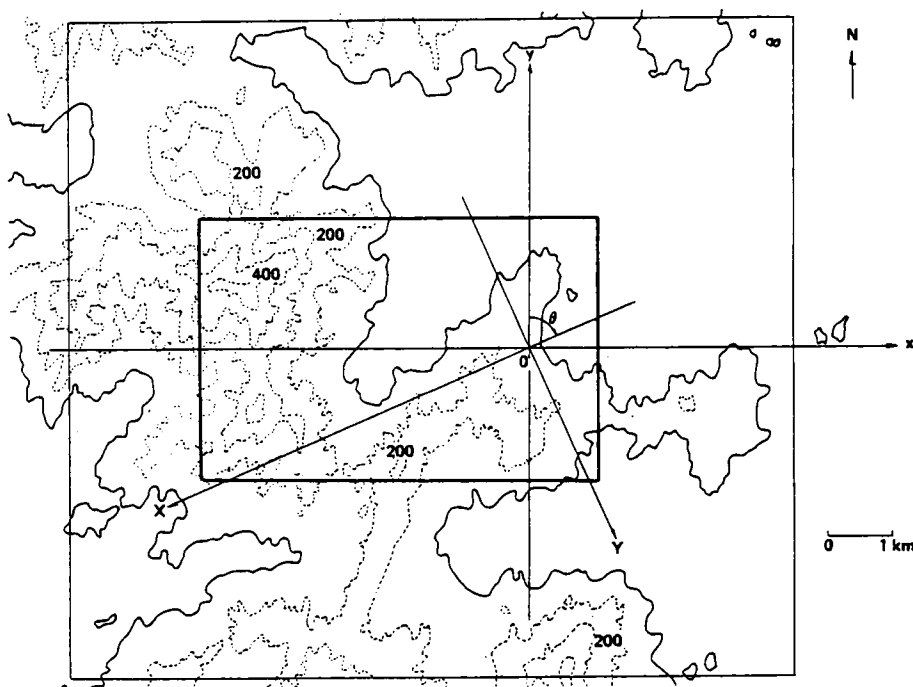


Fig. 2.10 Map of topography of Ojika district.

Contour intervals = 100 m and solid contour line denotes coastline.

複源をFig. 2.10の外側の枠内に、 $x$  方向、 $y$  方向それぞれ  $\Delta x$ 、 $\Delta y$  間隔で格子状に配置する。風の場の推定は、図の太線枠内に囲まれた領域について行う。計算例として  $\theta = 90^\circ$  の場合を考える。 $\theta = 90^\circ$  のとき、対象領域の上流側は海であるので、上流境界条件として  $x = 5$  kmで地表に平行な一様流を与える。 $z = 150$  mを標高 0 mの基準面にとる。即ち、Fig. 2.7で  $z_0 = 150$  mである。この場合、上流境界で  $z = 150$  mを通る流線群が地形境界を模擬するように複源強さを決める必要がある。複源強さ



は (2.26) 式から評価される。 $\Delta x = \Delta y = 500$  m とすると、地形標高  $z_t$  と  $r$  の関係は Fig. 2.9 の関係から求まる。 $r$  は  $z_t$  の連続関数として与えてもよいが、Fig. 2.9 の関係は前節の議論からもわかるように、同じ強さの複源を半無限個配列した場合のものである。また、(2.26) 式には補正係数も含まれている。そのため、本計算では簡単に Table 2.2 のように与える。

Table 2.2 Relationship between  $z_t$  and  $r$ .

$z_t$	$r$
< 250	0.54
250 to 350	1.04
> 350	1.47

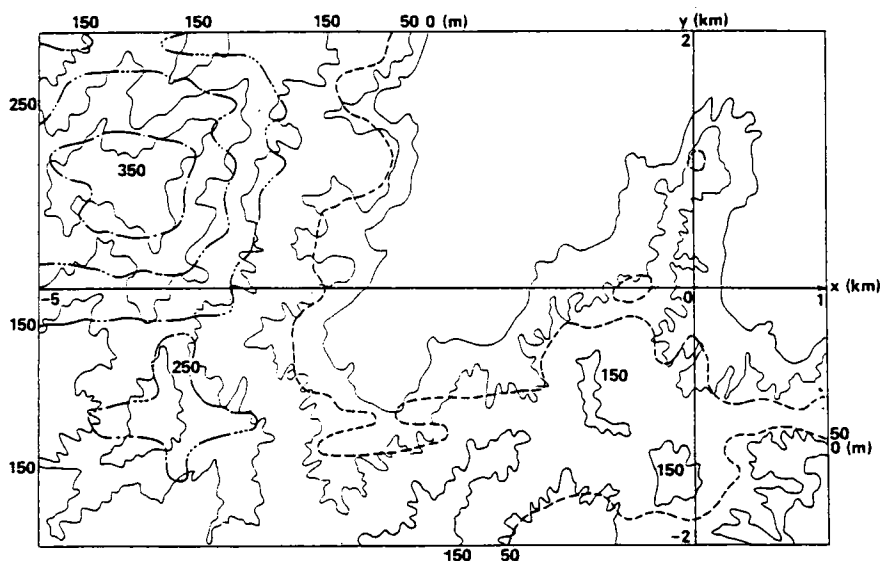


Fig. 2.11 Comparison of simulated terrain and real terrain.

The correction factor  $c_{ij}$  is set to 1.0 at each grid point.

Contour line of real terrain ; —, contour line of

simulated terrain ; ..... = elevation of 50 m,

----- = elevation of 150 m, - - - - = elevation of 250 m,

- · - · = elevation of 350 m.

まず、複源強さの補正係数  $c_{ij}$  が 1.0、即ち、補正しない場合を考える。複源位置、強さが求まれば、(2.1)、(2.27) 式等から風速成分が求まる。また、風ベクトルをつなぐことにより流線が求まる。上流境界で  $z = 150$  m を通る流線群から模擬地形の標高が得られる。模擬地形の標高を破線、鎖線の等高線として Fig. 2.11 に示す。実線の等高線は実地形を表わす。 $y \geq 0$  の領域では、模擬地形と実地形は比較的良好一致しているが、 $y < 0$  の領域では、模擬地形は実地形より低くなっている。そこで、模擬地形が実地形をよく近似するように補正係数  $c_{ij}$  を修正した。Fig. 2.12 に  $c_{ij}$  の値を示す。この図で数値を示さなかった格子点及びこの図の領域外の格子点では、 $c_{ij}$  は 1.0 のままである。地形模擬結果を Fig. 2.13 に示す。等高線の表示方法は Fig. 2.11 と同じである。Fig. 2.13 では、対象領域全体にわたって、模擬地形と実地形は比較的良好一致している。

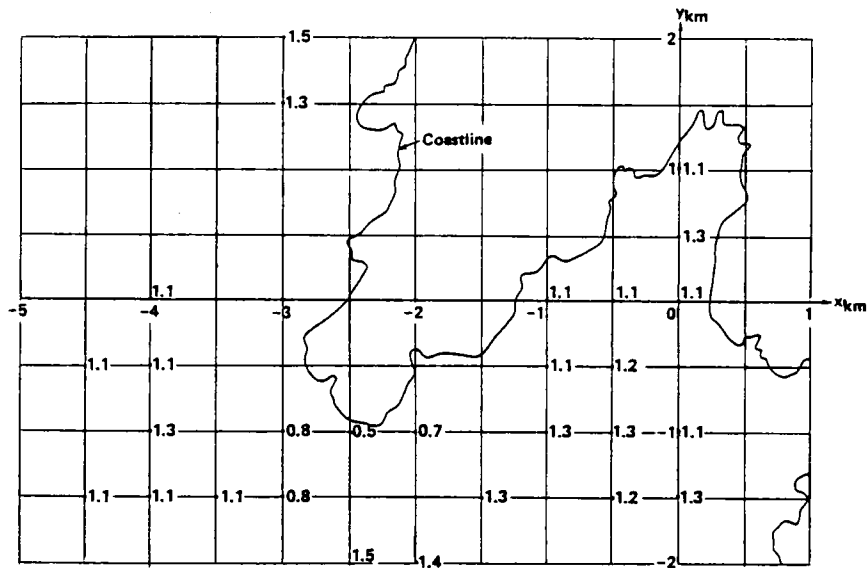


Fig. 2.12 Values of correction factor  $c_{ij}$ .

The correction factors at grid points without numerical values are set to 1.0.

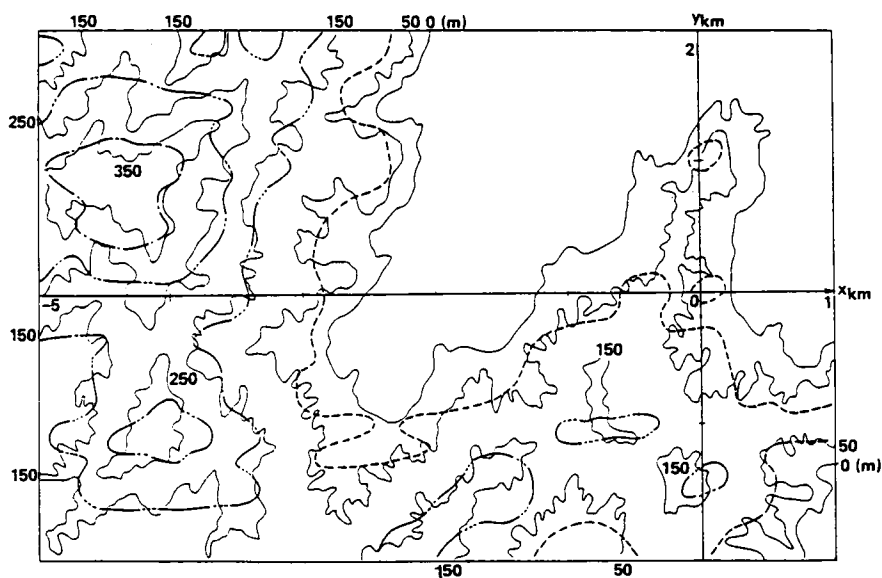


Fig. 2.13 Comparison of simulated terrain and real terrain.

The correction factor  $c_{ij}$  at each grid point is shown in Fig. 2.12.

Contour line of real terrain ; —, contour line of simulated terrain ; .....= elevation of 50 m.

— · — = elevation of 150 m, — · — = elevation of 250 m,

— · — = elevation of 350 m.

Fig. 2.14は、 $y = -1000$  m,  $0$  m,  $1000$  mにおける鉛直断面の地形模擬結果及びポテンシャル流の風場を示している。図中、実線が実地形境界、一点鎖線が模擬地形境界、矢印が風ベクトルを示す。なお、一般流の風速は  $1$  m/s である。

Figs. 2.15, 2.16は、上流境界でそれぞれ海拔  $100$  m,  $200$  m を通る対象領域に向う地表に平行な流れ（接近流と呼ぶ）の流線である。

以上の結果から、3次元複源と一様流の合成によって得られる速度ポテンシャル関数をもとに、複雑地形上空の風場をポテンシャル流で近似できることがわかる。

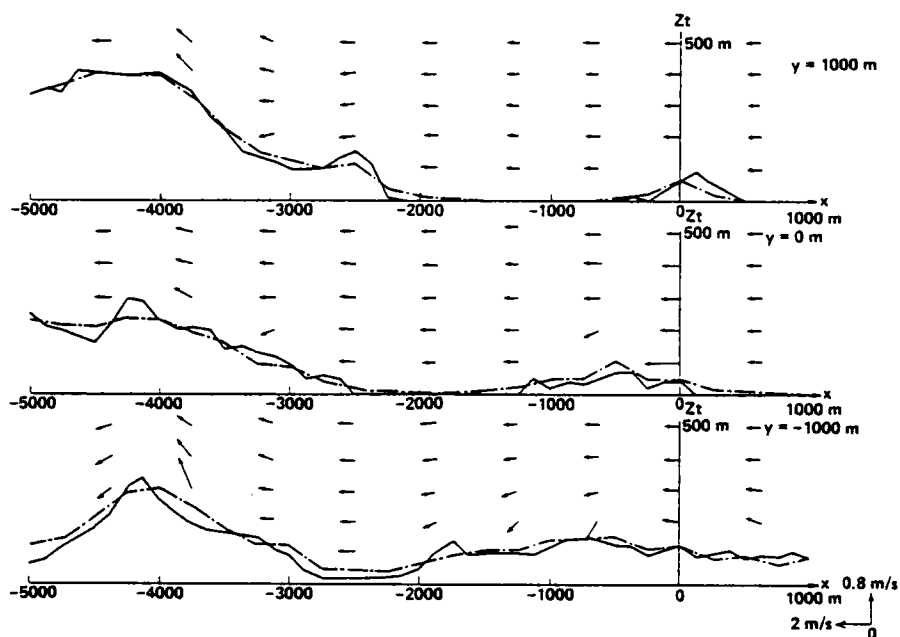


Fig. 2.14 Comparison of simulated terrain and real terrain and vertical vectors of calculated winds.

The real terrain is denoted by solid lines while the simulated terrain is denoted by chained lines.

Arrows denote the vertical vectors of calculated winds.

The wind direction is  $\theta = 90$  deg.

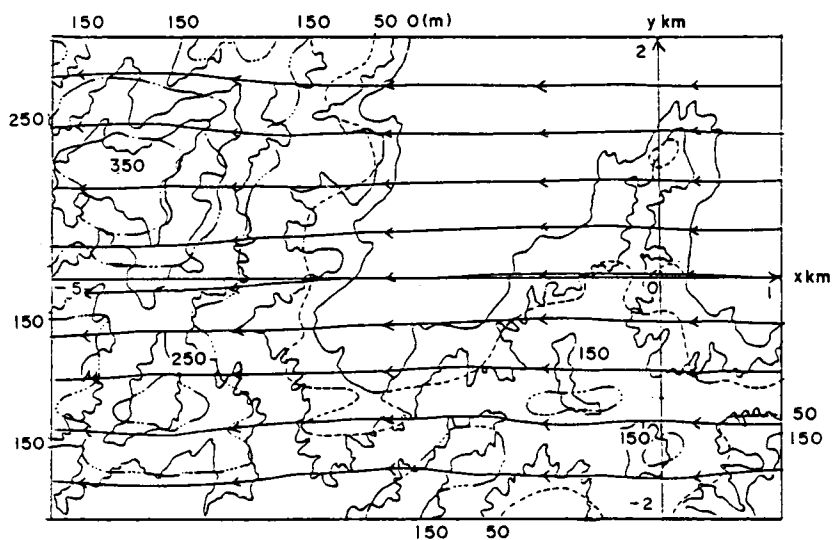


Fig. 2.15 Calculated streamlines.

The elevation of the calculated streamlines at the inflow boundary is 100 m.

The wind direction is  $\theta = 90$  deg.

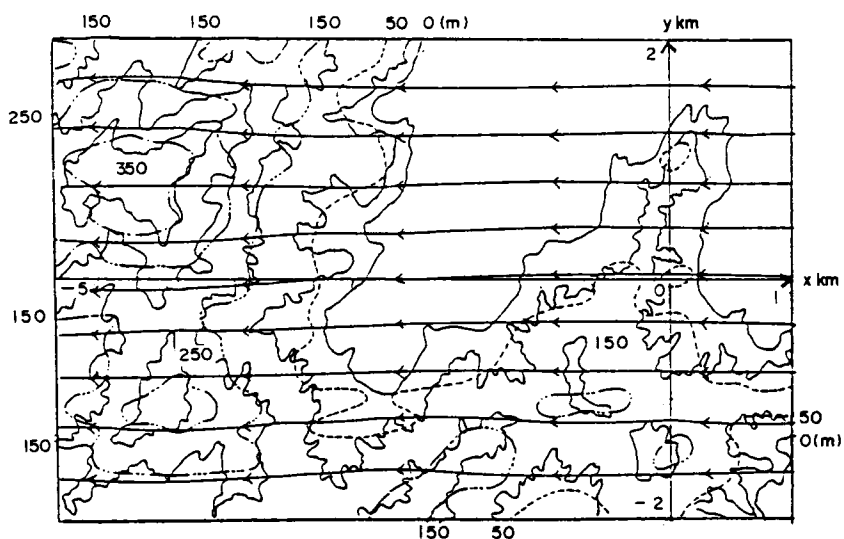


Fig. 2.16 Calculated streamlines.

The elevation of the calculated streamlines at the inflow boundary is 200 m.

The wind direction is  $\theta = 90$  deg.

### 2.2.3 大気環境監視システムへの適用性

前節では、風向  $\theta$  が  $90^\circ$  の場合に地形境界を模擬するように、複源強さに対する補正係数  $c_{ij}$  を求め、速度ポテンシャル関数  $\phi$  を決めた。そのため、その速度ポテンシャル関数は、 $\theta = 90^\circ$  の場合の大気汚染解析に必要な風の場合を与える。ある対象地域の環境アセスメントや汚染解析を行う場合、風向の評価条件が少なければ、対象風向ごとに速度ポテンシャル関数を決めて風の場合を求めればよい。しかし、大気汚染物質の予測、監視システムのように、多様な風向変化を対象とする場合に、各風向ごとに速度ポテンシャル関数を求めておくことは無理がある。また、そのようなシステムでは、地表に平行な一様流という上流境界条件を、前節で示したように充分遠方の海上に設定できないことも起こる。そこで、本節では、これら問題点について以下の検討を行う。

1. ある風向に対して決めた速度ポテンシャル関数が他の風向に対しても適用できるか。
2. 上流境界条件を地形の起伏のある陸上に設定した場合に、風の場合がポテンシャル流で近似されるか。

まず、上記項目 1 について述べる。風向  $\theta$  を変えた場合の地形境界模擬を、前節で求めた  $\theta = 90^\circ$  の複源強さ、即ち、速度ポテンシャル関数を用いて行った。Fig. 2.17 は、Fig. 2.10 の座標系で  $x = -4$  km の鉛直断面の模擬結果を示す。図中、実線が実地形、破線、一点鎖線が模擬地形を示す。実地形の標高を  $z_t$ 、模擬地形の標高を  $z_s$  とし、両者の偏差  $I$  を求める。

$$I = \frac{\int_l |z_t - z_s| dy}{\int_l dy} \quad (2.29)$$

領域  $l$  は、 $-2000 \text{ m} \leq y \leq 2000 \text{ m}$  を示す。評価した  $I$  を Table 2.3 に示す。 $I$  の値は、 $\theta$  が変化しても速度ポテンシャル関数を決めた  $\theta = 90^\circ$  の場合とほとんど差がないことがわかる。

Figs. 2.18, 2.19 に  $\theta = 0^\circ, -90^\circ$  の場合の実地形と模擬地形の比較を示す。Fig. 2.20 は、 $\theta = -90^\circ$  の場合の  $y = -1000 \text{ m}, 0 \text{ m}, 1000 \text{ m}$  における鉛直断面の模擬結果及び風ベクトルを示す。Fig. 2.21 は、 $\theta = -90^\circ$  の場合に、 $x = -9 \text{ km}$  の上流境界で海拔  $100 \text{ m}$  を通る接近流の流線を示している。これらの図は、模擬地形が実地形を比較的よく近似し、得られる風の場合はポテンシャル流で近似されていることを示して

いる。

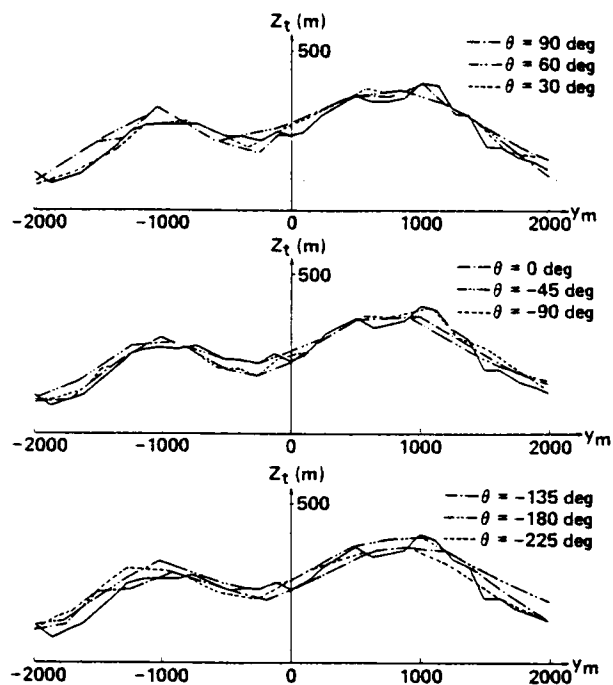


Fig. 2.17 Changes of the vertical plane simulated at various wind directions.

The real terrain is denoted by solid lines while the simulated terrain is denoted by dotted and chained lines.

Table 2.3 The deviation of the elevation of the simulated terrain from that of the real terrain.

$\theta$ (deg)	90	60	30	0	- 45	- 90	- 135	- 180	- 225
I (m)	27	28	18	23	24	23	25	35	27



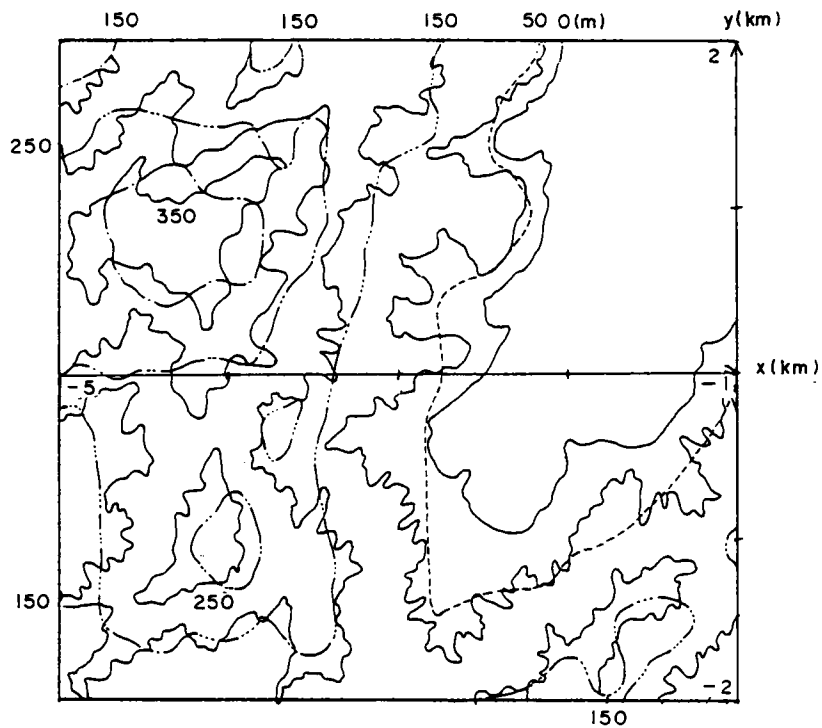


Fig. 2.18 Comparison of simulated terrain and real terrain when  $\theta = 0$  deg. Contour line of real terrain ; —, contour line of simulated terrain ; .....= elevation of 50 m. — · — = elevation of 150 m, — — — = elevation of 250 m, — · — = elevation of 350 m.

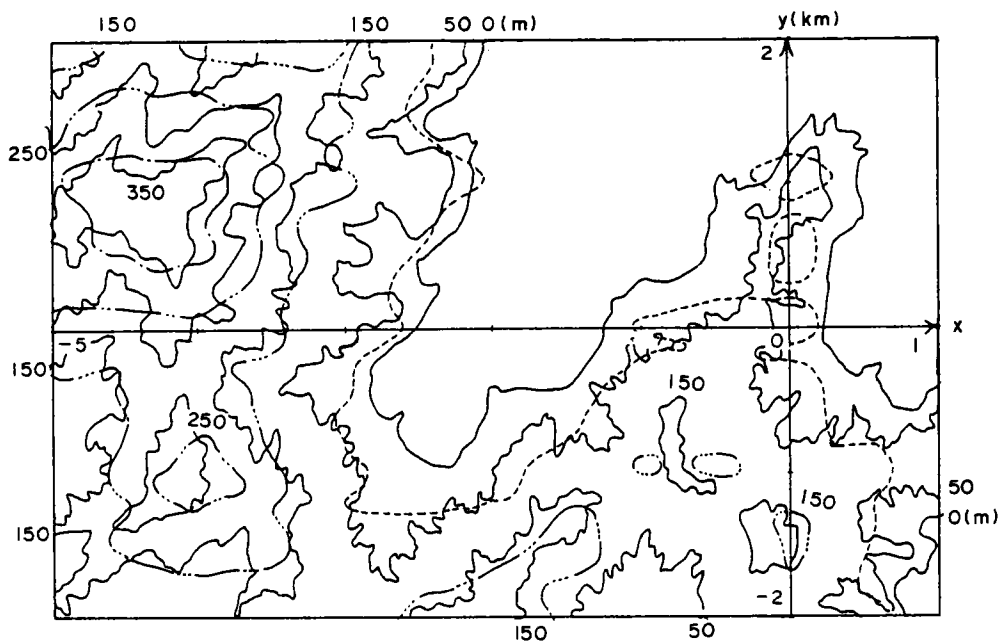


Fig. 2.19 Comparison of simulated terrain and real terrain when  $\theta = -90$  deg.  
 Contour line of real terrain ; —, contour line of simulated terrain ; .....= elevation of 50 m,  
 — · — · — = elevation of 150 m, — · — · — = elevation of 250 m,  
 — · — · — = elevation of 350 m.

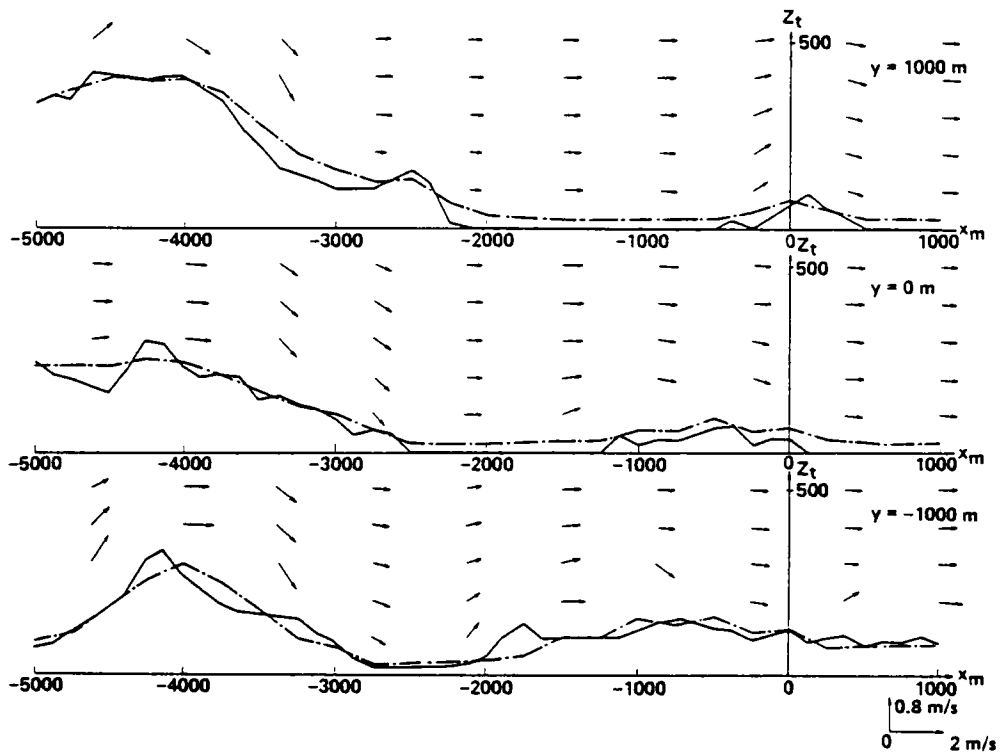


Fig. 2.20 Comparison of simulated terrain and real terrain and vertical vectors of calculated winds.  
The real terrain is denoted by solid lines while the simulated terrain is denoted by chained lines.  
Arrows denote the vertical vectors of calculated winds.  
The wind direction is  $\theta = -90 \text{ deg}$ .

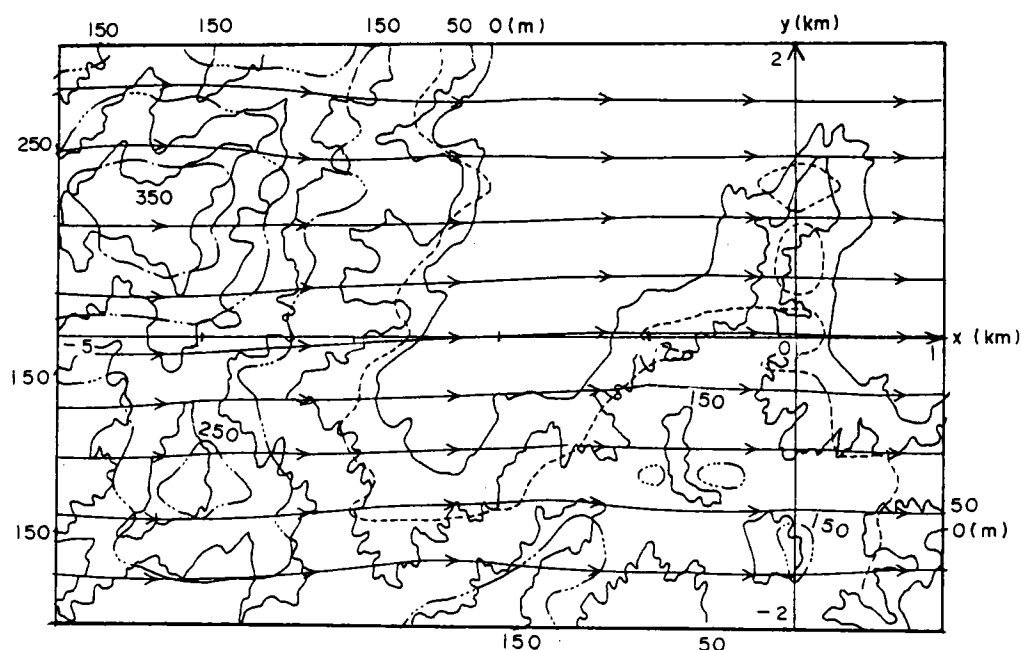


Fig. 2.21 Calculated streamlines.

The elevation of the calculated streamlines at the inflow boundary is 100 m.

The wind direction is  $\theta = -90$  deg.

以上の結果から、今回対象とした地形については、ある風向について決めた速度ポテンシャル関数を用いて、任意の風向の風場を求めることができるといえる。

次に、検討項目2について述べる。(2.27)式の数値ポテンシャル関数を用いて風場を求める場合、上流境界条件として地表に平行な一様流を与えなければならない。前節で計算を行った風向 $\theta$ が $90^\circ$ の場合は、Fig. 2.22(a)に示すように上流側が海であるので、その上流境界条件を満たす。しかし、風向によっては対象領域の上流が必ずしも海であるとは限らない。例えば、 $\theta = -90^\circ$ の場合は、Fig. 2.22(b)に示すように、実際は計算対象とした地形の上流側にも破線で示した地形がある。ところが、上流境界条件としては、この地形の存在を無視して地表に平行な流れを与えている。また、(a)や(b)のように、対象領域の上流側で解析に都合よく風のデータを得るには、特別気象観測が必要となる。通常は、対象領域内の観測データを用いて風場を求めなければならない。例えばFig. 2.22(c)や(d)のように、海岸に近い陸上の $x = 0$  kmで風向、風速が与えられる場合がふつうである。この場合も(b)の場合と同様、図の破線で示した

地形の存在を無視して上流境界条件を与えることになる。

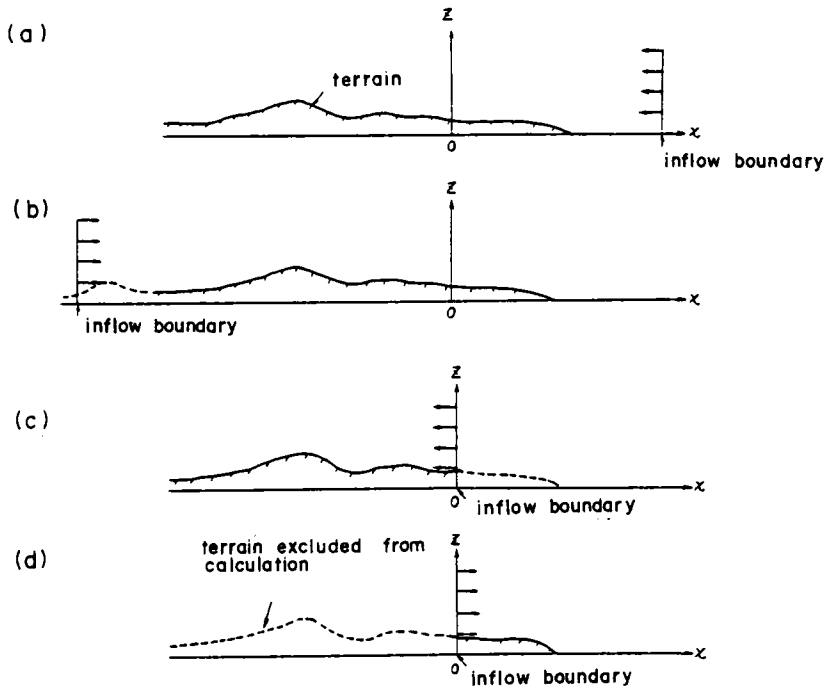


Fig. 2.22 Inflow boundary conditions.

上記のような場合、図中破線に相当する箇所の地形効果について検討が必要となる。そこで、(a)のように地形を無視せず、かつ上流境界条件が満たされている場合と、(c)のように  $x > 0$  の領域の地形を無視した場合の模擬地形断面を比較した。Fig. 2.10の  $x = -1$  km から  $-4$  km まで  $1$  km ごとの鉛直断面の模擬結果を Fig. 2.23 に示す。図中、実線は実地形、一点鎖線は(a)の場合、破線は(c)の場合の模擬地形を示す。一点鎖線と破線が重なる場合は、前者で代表させている。また、実地形の標高が  $0$  m のところでは、一点鎖線、破線は図示されている箇所を除いて実線と重なっている。両模擬地形はほとんど同じで、(b)~(d)の破線で示した地域の効果は小さいことがわかる。

このことは、ある格子点に配置した複源の影響範囲を調べることによっても説明される。Fig. 2.24 は、一様な平行流中に強さ  $a$  をもつ  $3$  次元複源を配置したときの流線を示している。図中、 $z_0$  は上流境界での流線の高度、 $\Delta z$  はその流線の  $z$  方向の増分、 $R$  は複源位置からの距離を示す。 $\Delta z$  と  $R$  の関係を Fig. 2.25 に示す。この図から、複源強さの  $3$  倍以上離れると、その複源の影響は小さくなることがわかる。前節の計算

では、複源配置のメッシュサイズを 500 m にしているが、複源強さがおよそこの  $\frac{1}{2}$  とすると、複源位置から 750 m 離れるとその影響はほとんど無視できる。また、多数の複源が配置される場合は、対象地点近くの複源の寄与が大きくなり、遠くの複源の影響は一層小さくなる。そのため、上流境界付近の地形の影響は風下遠くまで及ばない。

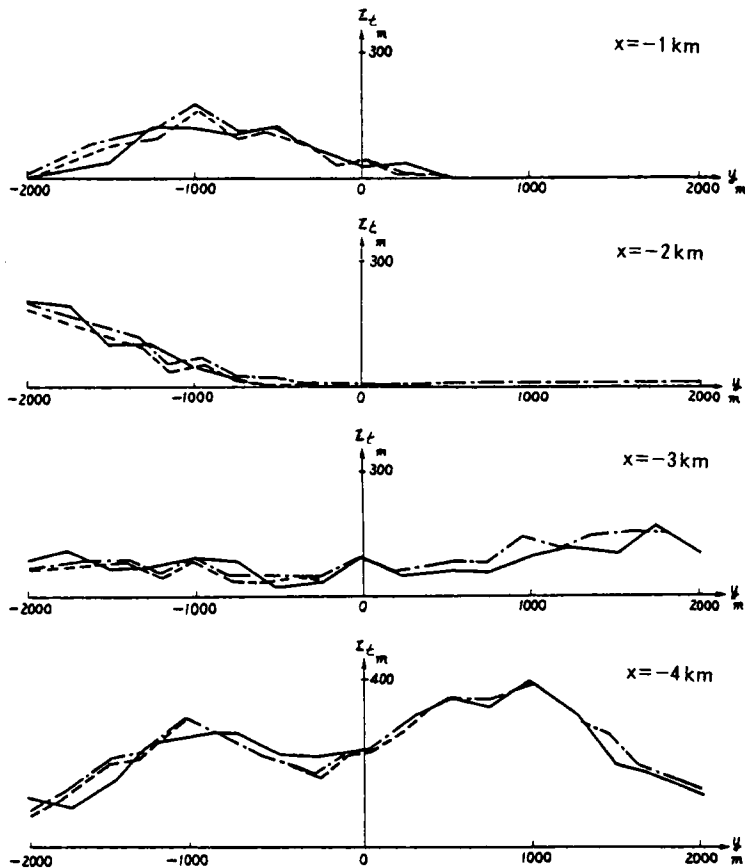


Fig. 2.23 Changes of the vertical plane simulated at various inflow boundary conditions.

The real terrain is denoted by solid lines while the simulated terrains in cases (a) and (b) in Fig. 2.22 are denoted by chained lines and dotted lines, respectively.

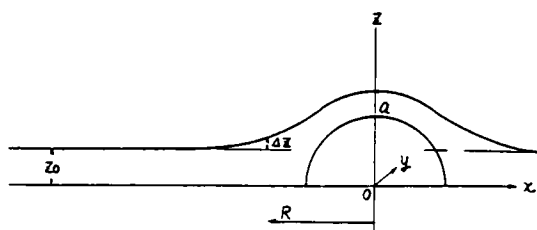


Fig. 2.24 Ascent of streamline in presence of a three-dimensional doublet.

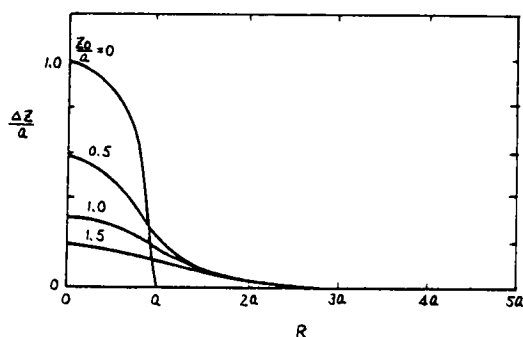


Fig. 2.25 The area of influence of a three-dimensional doublet. Notations are shown in Fig. 2.24.

Table 2.4 Estimates on computer time and memory.

Number of calculated points for obtaining streamlines	
( $x \times y \times z$ directions)	$400 \times 20 \times 6$
Number of doublets	
( $x \times y$ directions)	$22 \times 20$
Computer time	About a few minutes
	(FACOM M-200 computer)
Computer memory	$\sim 300$ kbytes

以上、本論文で提案したポテンシャル流モデルを大気環境監視システムで用いる場合、考慮する必要がある風向変化及び上流境界条件に関する問題について検討を行った。その結果、本ポテンシャル流モデルは、それらの点について問題はほとんどないことがわかった。最後に、大気環境監視システムへの適用という面で、計算時間、容

量に関する情報が必要となる。これらの一般的な評価は難しいが、Table 2.4 が参考となる。

## 2.3 ポテンシャル流モデルの妥当性の検討<sup>(11), (12)</sup>

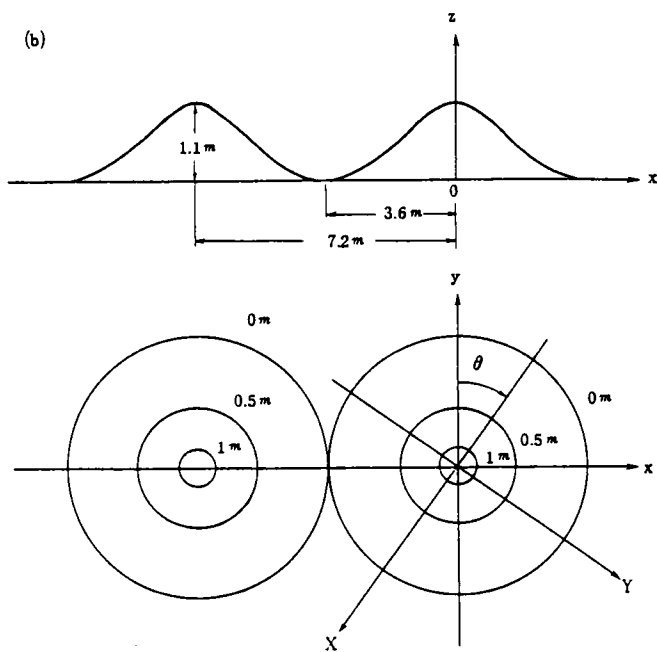
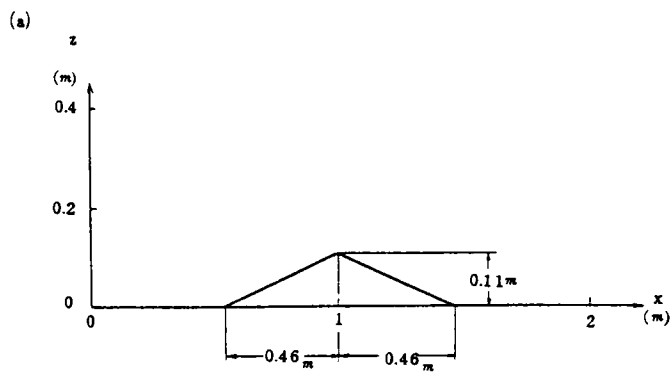
### 2.3.1 風洞、野外模型実験

開発した計算モデルの妥当性及び問題点の検討を、風洞実験の結果<sup>(13)</sup>及び野外模型実験の結果をもとに行う。両実験の内容を以下に示す。

風洞実験で対象とした地形は、Fig. 2.26(a)に示すような頂部に丸みをもつ2次元3角形断面地形である。この模型を電力中研長10m風洞（長さ10m×高さ1.5m×巾3mの測定部をもつ水平吹き出しエッフェル型風洞）内に一般流の方向に直角に置き、模型上空及び風上、風下で風速の鉛直分布を測定した。測定にはI型熱線風速計を用い、得られた風速は縦方向の成分（ $u$ 成分）である。測定間隔は床面から0.1mまでは5～10mm、0.1m以上では20～40mmである。最も下の測定点は風洞床面または模型上5mmである。

野外模型実験で対象とした地形は、(i)2つならんだ3次元ガウス分布型地形、(ii)実地形模型（縮尺率1/400）である。それぞれの形状をFig. 2.26(b), (c)に示し、(i)の模型の写真をFig. 2.27に載せる。実験は昭和57年夏季（7～8月）に海岸線から内陸へ数100m入った比較的平坦な場所で行った。模型は平坦なコンクリートの基礎の上に設置し、白色のペンキを塗り日射による表面温度の上昇を抑えた。実験中の天候は一般に曇りがちで、模型表面（5mm以下）と模型上方1mの温度差は1～4℃であった。風は比較的弱く1～2m/sであった。模型まわりの流れ場の測定は、風向についてはFig. 2.28に示すような矢羽根式風向計、風速については白金線定温度型アネモマスター（日本科学工業製）を用いた。風向計は、風速0.2m/s以上で流れの方向を向くことを風洞内で検定している。流れ場の評価には1min平均値を用いた。





(c)

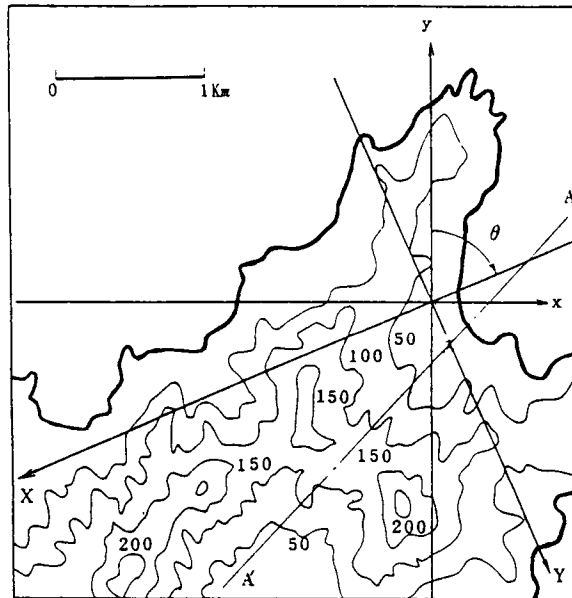


Fig. 2.26 Topographic configuration and coordinate systems.  
(a) Two-dimensional triangular hill (elevation).  
(b) Double Gaussian form models (upper ; elevation, lower ; plan).  
(c) Real terrain form model (heavy solid contour line denotes coastline and contour intervals = 50m).



Fig. 2.27 Photograph of double Gaussian form models.

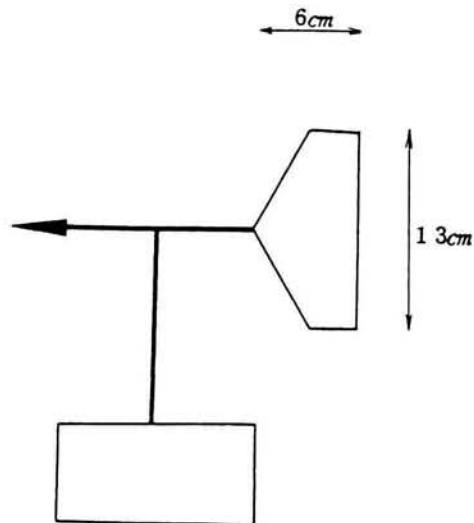


Fig. 2.28 Arrow with feather for measuring wind direction.

### 2.3.2 計算モデル

2.2節で開発を行ったポテンシャル流モデルは、地形などの境界条件を満たすような速度ポテンシャル関数 $\phi$ を決め、(2.1)式から直接流れ場を求めるものである。

本論文では、この方法を（2.3）式で示されるラプラス方程式を数値的に解く方法と区別するためIPFMと呼ぶ。これは、（2.1）式から直接（immediate）風速成分が得られるポテンシャル流モデル（potential flow model）という意味である。

IPFMによって風場を計算するには、まず速度ポテンシャル関数を決めなければならない。速度ポテンシャル関数は、その速度ポテンシャル関数によって求まる流線からなる曲面の1つが対象地形を模擬するように決める必要がある。模擬された地形が対象地形をよく近似していれば、対象地形上空の風場は模擬地形上空のポテンシャル流の流れ場から求めることができる。以下に、Fig. 2.26で示した地形を対象に速度ポテンシャル関数の求め方について述べる。

(a) 2次元3角形断面地形

2次元地形の場合には、一様流と2次元複源を合成した速度ポテンシャル関数によって地形境界模擬及び上空の風場が推定できる。Fig. 2.26(a)の模型を対象とした場合の速度ポテンシャル関数 $\phi$ は次式で表わせる。

$$\phi = u_0 \left\{ x + \frac{(x - x_i) a^2}{(x - x_i)^2 + (z - z_i)^2} \right\} \quad (2.30)$$

ここで、

$u_0$  : 地形の影響を受けない上空の一般流の風速

$a$  : 複源強さ

$(x_i, z_i)$  : 複源位置

$a = 0.15$ ,  $(x_i, z_i) = (1.0, -0.1)$  のとき、地形の影響を受けない上流境界で  $z = 0$  を通る流線は対象地形をよく模擬した。模擬結果をFig. 2.29(a)に示す。

(b) 2つならんだ3次元ガウス分布型地形

Fig. 2.26(b)のように単純な3次元地形が2つある場合には、一様流と2つの3次元複源を合成した速度ポテンシャル関数によって地形境界模擬及び上空の風場が推定できる。速度ポテンシャル関数 $\phi$ は、図に示すX-Y-z座標系で次式で表わせる。

$$\phi = u_0 \left[ X + \sum_{i=1}^2 \frac{(X - X_i) a^3}{2 \{ (X - X_i)^2 + (Y - Y_i)^2 + (z - z_i)^2 \}^{\frac{3}{2}}} \right] \quad (2.31)$$

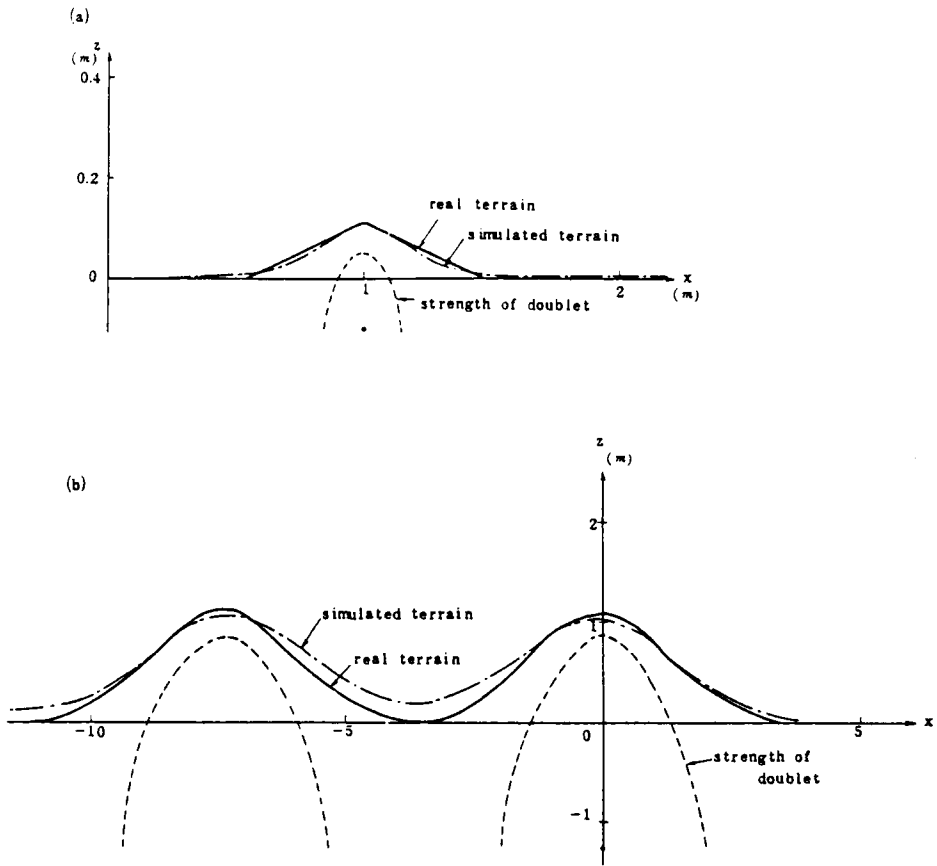
ここで、 $u_0$ ,  $a$  は（2.30）式と同じ記号である。 $(X_i, Y_i, z_i)$  は複源位置で、これは  $x-y-z$  座標系での複源位置  $(x_i, y_i, z_i)$  と次式の関係がある。

$$(X_i, Y_i, z_i) = (-x_i \sin \theta - y_i \cos \theta, x_i \cos \theta - y_i \sin \theta, z_i) \quad (2.32)$$

ここで  $\theta$  は風向である。  $a = 2.0$ ,  $(x_1, y_1, z_1) = (0, 0, -1.25)$ ,  $(x_2, y_2, z_2) = (-7.2, 0, -1.25)$  のとき, 地形の影響を受けない上流境界で  $z = 0$  を通る流線群は対象地形をよく模擬した。模擬結果を Fig. 2.29(b) に示す。

### (c) 実地形模型

Fig. 2.26(c) の模型地形は, Fig. 2.10 で示される地域の一部である。 Fig. 2.10 で示した地形の場合に, 地形境界を模擬し, 上空の風の流れを推定する方法については, 2.2.2 節に詳細に示されている。そのため, ここでは地形境界模擬結果だけを Fig. 2.29(c) に示す。



(c)

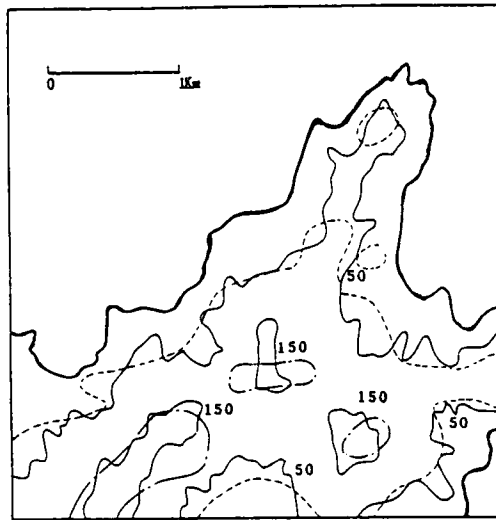


Fig. 2.29 Comparison of real terrain and simulated terrain.

In Fig. (c), heavy solid contour line denotes coastline,  
light solid contour lines denote real terrain, and  
dashed and chained contour lines denote simulated terrain.

### 2.3.3 実験結果との比較

#### (a) 風向

2つならんだ3次元ガウス分布型地形を対象に、IPFMによる計算結果と実験結果を比較した。この地形により、山の前方地点、山腹地点、頂上地点、山の背後地点、谷間地点での比較が可能となる。風向計は、模型表面または地表面上0.1mに矢羽根の中心がくるように配置した。Fig. 2.30に計算結果と実験結果の比較例を示す。図中短い矢印は測定値で、変動幅が円弧で示されている。長い実線の矢印は計算値である。図中地点番号(A 3, C 7など)を付けた点に対して、計算値の測定値からの偏差を15実験ケースについて求めた。結果をFig. 2.31に示す。図中横軸の $\theta$ は一般流の風向で、Fig. 2.30に示すようにy軸からの角度である。縦軸の偏差 $\Delta\varphi$ は、Fig. 2.32に示すように地形の影響をより受ける方向に計算値が偏る場合を負にとっている。計算値と測定値の偏差は、山の背後(G 5地点)を除き10~15度程度に収まり、両者はほぼ一致している。なお、この偏差の値については2.3.4節でも検討する。G 5地点の計算値と測定値の偏差の中には、山の背後の極めて低い風速による風向測定誤差が含まれているものの、その差は大きい。C 7, G 7地点では、計算値の方が測定値より地形の影響による気流の変化は小さい。他の地点では、そのような傾向は明白でない。

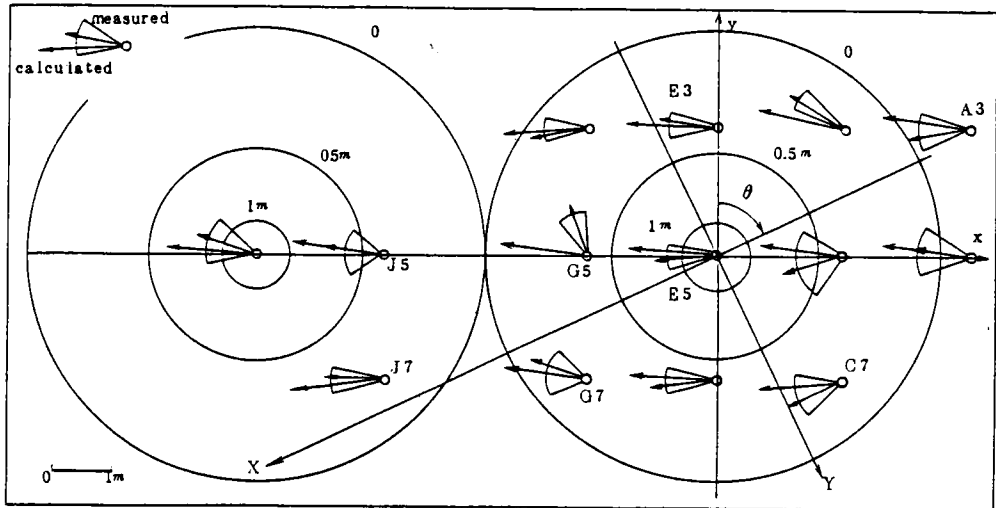


Fig. 2.30 Comparison of calculated and measured wind directions

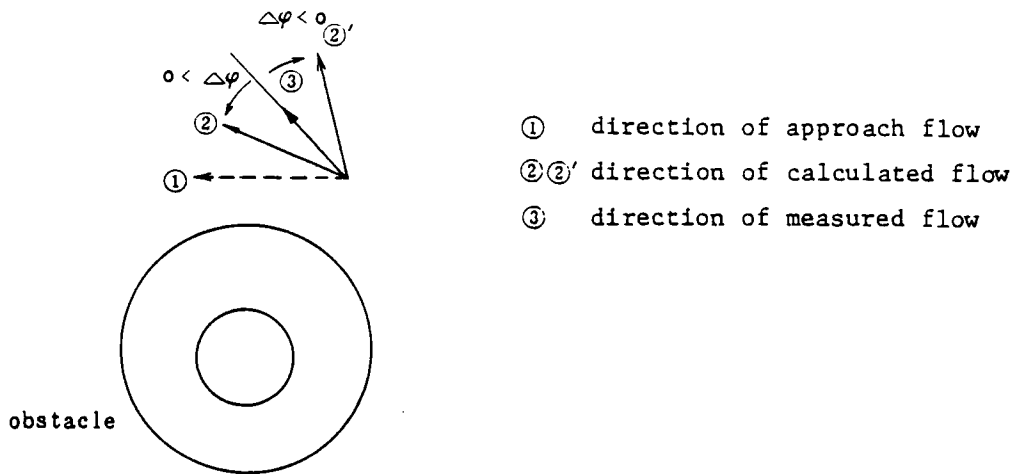


Fig. 2.32 Conceptual representation of the determination of  $\Delta\varphi$  (difference between calculated wind direction and measured one).

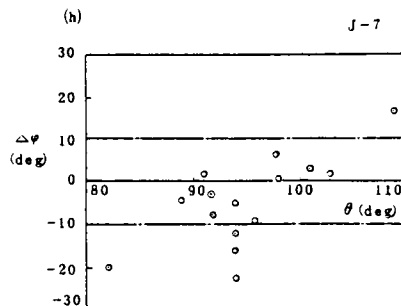
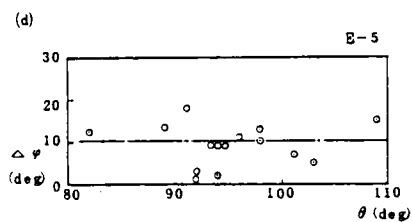
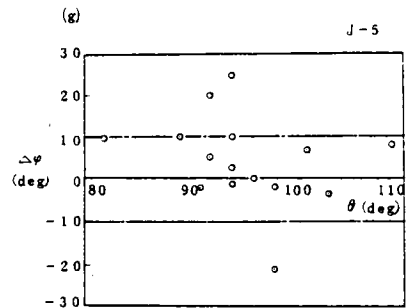
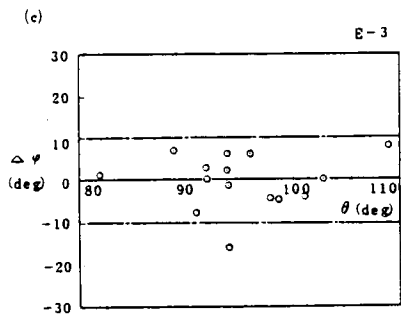
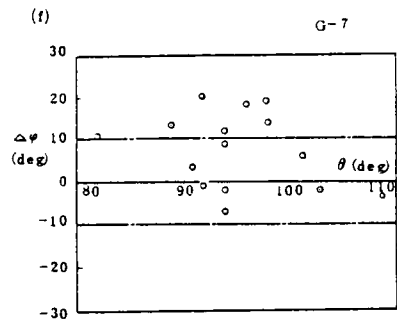
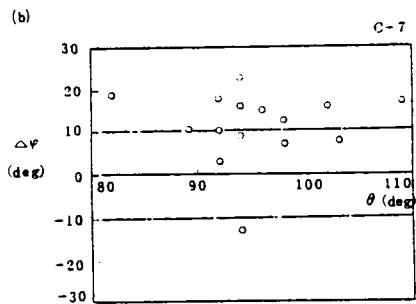
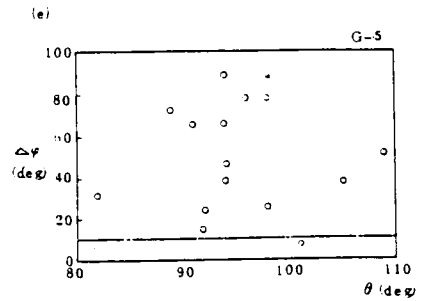
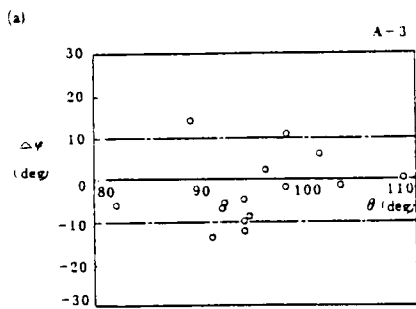


Fig. 2.31 Difference between calculated wind direction by IPFM and measured one.



## (b) 風速

2次元3角形断面地形を対象としたときのIPFMによる計算結果と実験結果の比較をFig. 2.33に示す。図中、実線は風洞実験で測定されている $u$ 成分の鉛直分布、破線がIPFMによる計算結果を示す。IPFMによる計算の上流境界条件は、鉛直方向に一樣で $u_0 = 2 \text{ m/s}$ である。この値は、風洞実験で測定されている境界層の外側の風速に等しい。風の鉛直分布の下端に示されている実線、一点鎖線は、それぞれ模型地形境界、IPFMで模擬した地形境界を表わしている。全般的にみて、風洞床面または模型表面から $0.05 \sim 0.1 \text{ m}$ より低いところでは、計算結果は測定値より高い値を示している。これはポテンシャル流では床面による摩擦効果を考えることができないからである。

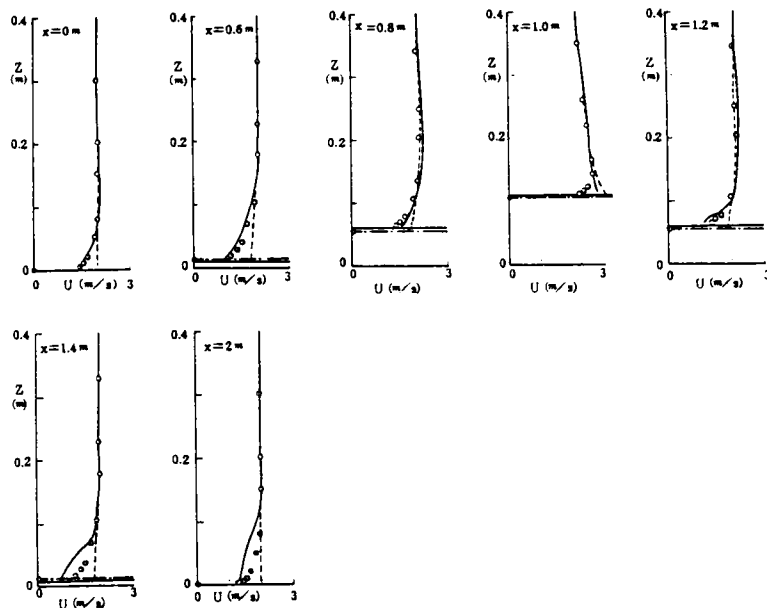
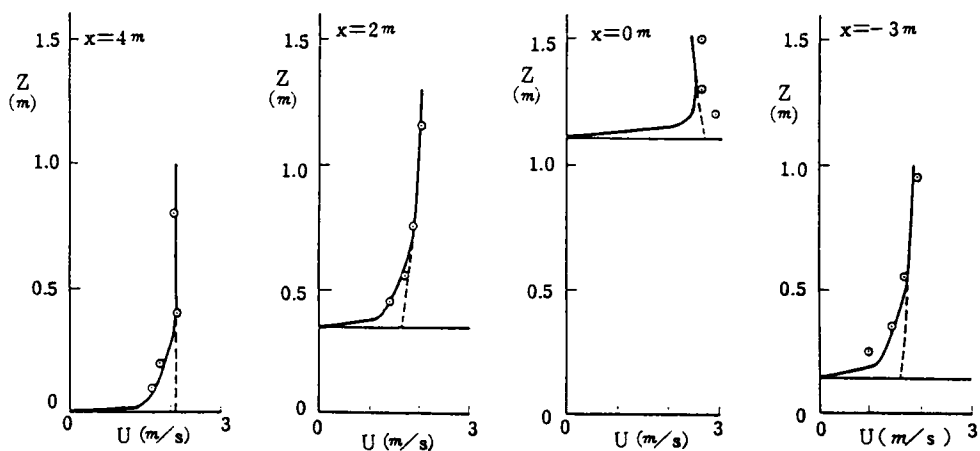


Fig. 2.33 Calculated and measured horizontal wind profiles over a two-dimensional triangular hill.

----IPFM, ● IPQFM, — wind tunnel experiment.

3次元ガウス分布型地形上空の風速のIPFMによる計算結果と実験結果の比較例をFig. 2.34(a), (b)に示す。評価は、Fig. 2.26(b)で $y = 0 \text{ m}$ の鉛直断面について行った。図中、破線がIPFMによる計算結果、丸印が測定値を示す。IPFMによる計算の風速

(a)



(b)

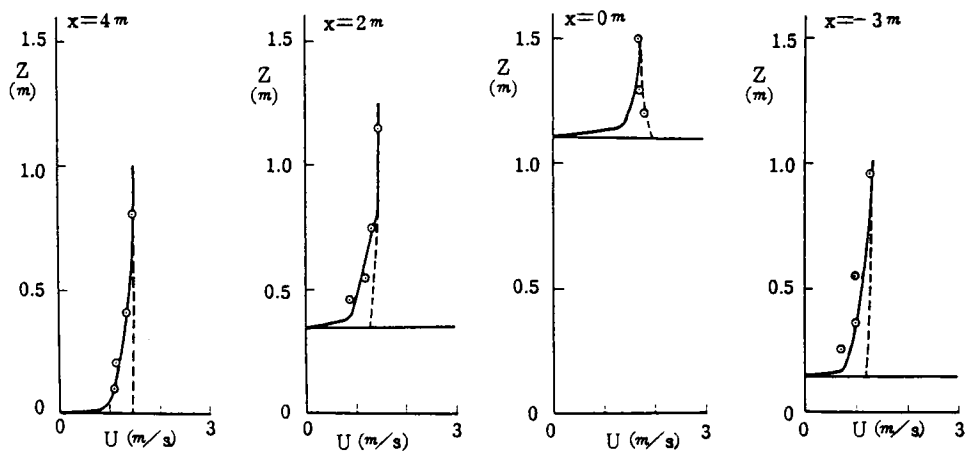


Fig. 2.34 Calculated and measured mean horizontal wind profiles over double Gaussian form models.

(a)  $\theta = 91^\circ$ ,  $u_0 = 2.1 \text{ m/s}$  (b)  $\theta = 110^\circ$ ,  $u_0 = 1.5 \text{ m/s}$   
 ---- IPFM, — IQPFM, ● field experiment.

の上流境界条件は、 $x = 4 \text{ m}$ 、 $z = 0.8 \text{ m}$ における測定値を用いた。即ち、 $u_0$ は(a)が  $2.1 \text{ m/s}$ 、(b)が  $1.5 \text{ m/s}$ である。風向  $\theta$  は(a)が  $91^\circ$ 、(b)が  $110^\circ$  である。 $\theta$  が変化したときのIPFMによる計算値と測定値の比較を、10実験ケースについて、Fig. 2.35の各記号、Fig. 2.36の黒丸印で示す。これらの図で、縦軸は計算値と測定値の比を示す。 $\zeta$  は地表面からの高さである。Figs. 2.34～2.36から、山の頂上の  $x = 0 \text{ m}$ を除いて、地表面近くでは計算値は測定値より高い値を示すことがわかる。地表面から離れた上空では、計算値と測定値はよく一致している。 $x = 0 \text{ m}$ では、すべての測定点で両者はほぼ一致している。しかし、地表面で風速が  $0 \text{ m/s}$  であると考えると、地表面の極めて近くでは、計算値は過大評価していることになる。

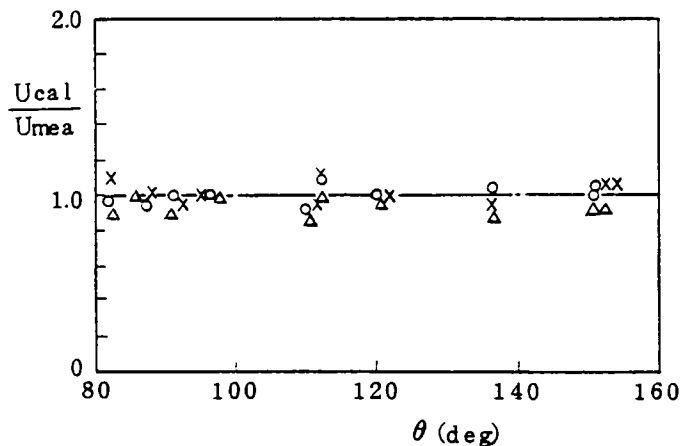


Fig. 2.35 Comparison of wind velocities calculated by IPFM with field experiment data in presence of double Gaussian form models.

○ ;  $x = 2 \text{ m}$ ,  $\zeta = 0.8 \text{ m}$

△ ;  $x = 0 \text{ m}$ ,  $\zeta = 0.4 \text{ m}$

× ;  $x = -3 \text{ m}$ ,  $\zeta = 0.8 \text{ m}$

$\zeta$  is the height above the ground.

実地形模型上空の風速のIPFMによる計算結果と実験結果の比較例をFig. 2.37に示す。評価は、Fig. 2.26(c)に示すA—A'断面で行った。Fig. 2.37で、破線がIPFMによる計算結果、丸印が測定値を示す。IPFMによる計算の風速の上流境界条件は、 $x = 1480 \text{ m}$ 、 $z = 320 \text{ m}$ の測定値  $u_0 = 1.3 \text{ m/s}$ を用いた。風向  $\theta$  は  $48^\circ$  である。 $\theta$  が変化したときの計算値と測定値の比較を、10実験ケースについて両者の比として求め

た。  $x = -560$  mにおける結果をFig. 2.38に黒丸印で示す。地表面からの高さ  $\zeta$  が80 m, 160mでは, 両者はほぼ一致している。地表面に近い  $\zeta = 40$  mでは, 計算値の方が20%程度高い値を示している。山の背後に位置する  $x = -1080$  m,  $\zeta = 40$  mにおける計算値と測定値の比をFig. 2.39に黒丸印で示す。評価点が後流域に位置し, また地表面近くのため, IPFMによる計算値の1.6 ~ 2.0倍になっている。

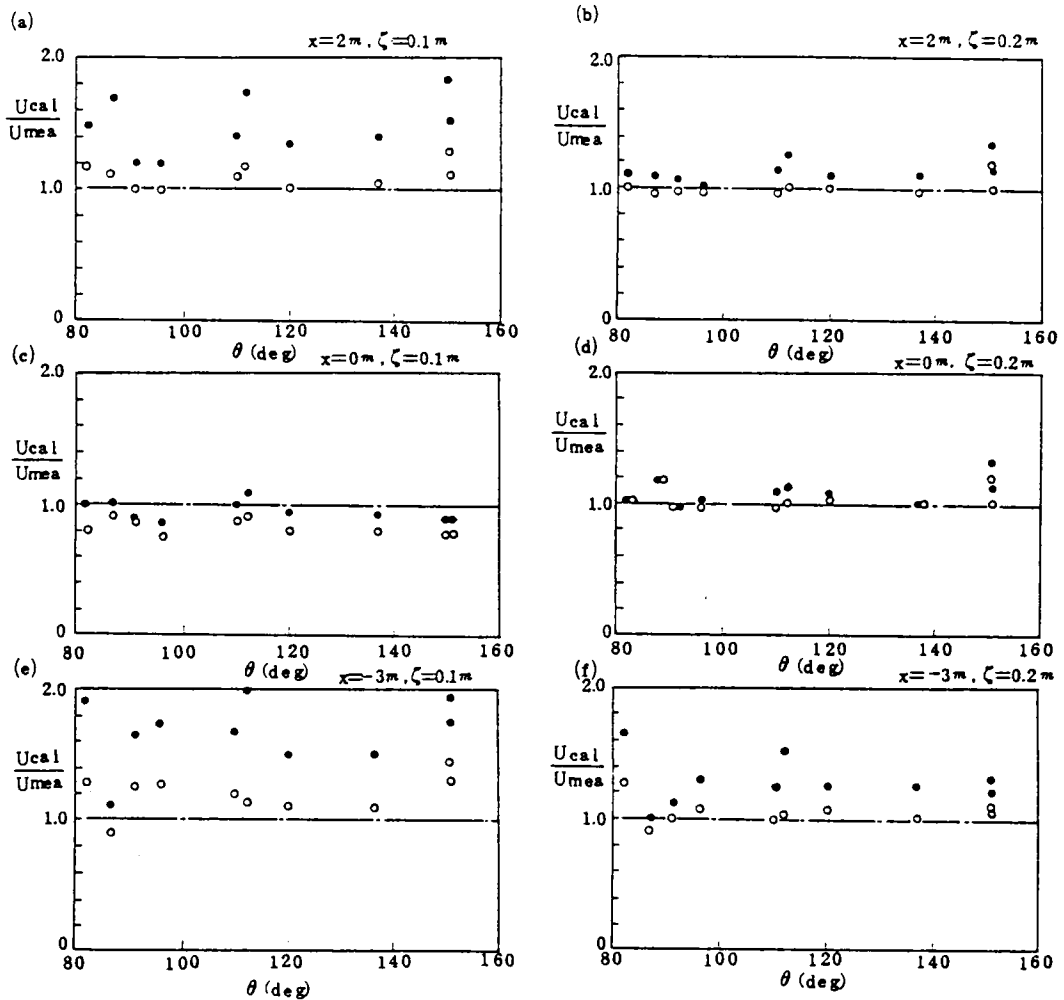


Fig. 2.36 Comparison of numerical calculations of wind velocities with field experiment data in presence of double Gaussian form models.

●; IPFM, ○; IQPFM

$\zeta$  is the height above the ground.

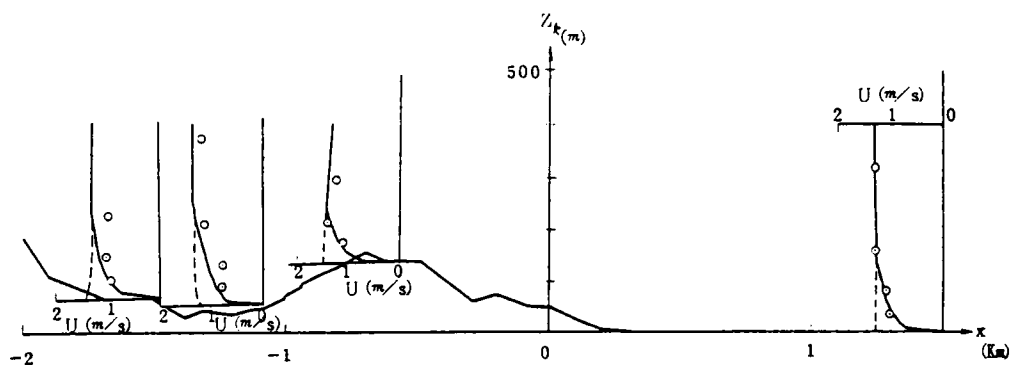


Fig. 2.37 Calculated and measured mean horizontal wind profiles over a real terrain form model.

----- IPFM, — IQPFM, ● field experiment.

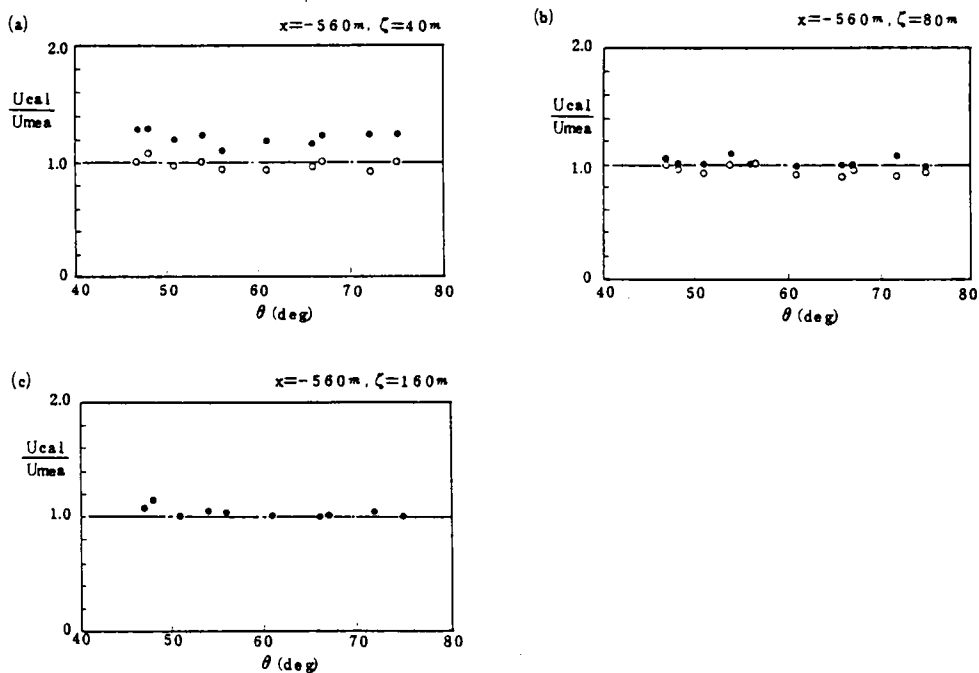


Fig. 2.38 Comparison of numerical calculations of wind velocities with field experiment data in presence of a real terrain form model (1).

● ; IPFM

○ ; IQPFM

$\zeta$  is the height above the ground.

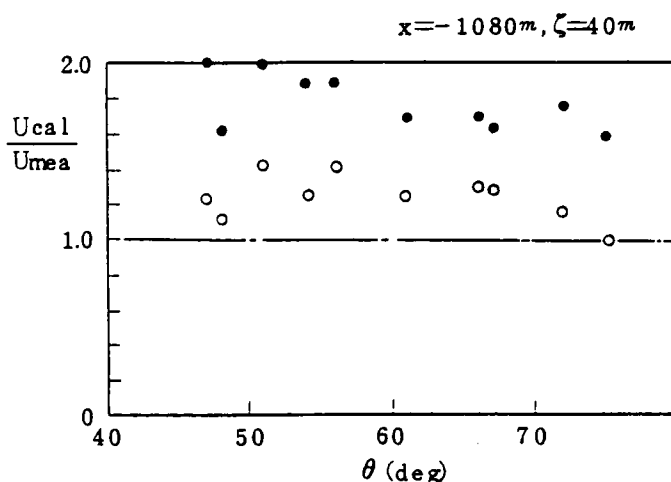


Fig. 2.39 Comparison of numerical calculations of wind velocities with field experiment data in presence of a real terrain form model (2).

● ; IPFM      ○ ; IQPFM

$\zeta$  is the height above the ground.

以上の結果から次のことがいえる。IPFMの上流境界条件として、地表面の影響を受けない上空の風速を用いた場合、地表近くや山の背後では、計算値は測定値より高い値を示す。地表面から離れるにつれて、両者はよく一致するようになり、IPFMによる風速の計算結果も妥当となる。

#### 2.3.4 客観解析法 (MATHEW モデル) との比較

2つならんだ3次元ガウス分布型地形を対象に、IPFMで計算した風向と野外模型実験の測定値の偏差を前節で求めた。本節では、その偏差を評価するため、MATHEWモデル<sup>(14)</sup>の計算値と測定値の偏差を求める。MATHEWは複数の観測点の風のデータをもとに、変分法を利用して発散の小さな3次元の風の間を求めるモデルである。このモデルは、米国の原子力施設等を対象とした緊急時監視システム ARAC (Atmospheric Release Advisory Capability) で長年にわたって使用されており、米国はもちろん我が国やイタリア等でもよく検討されている。<sup>(15)~(17)</sup>そのためIPFMの計算値と測定値の偏差を評価するには、現在提案されている風の間モデルの中で最も適していると思われる。

MATHEWモデルの計算は大きく2つのステップに分かれる。第1ステップでは、対象空間を3次元の格子に区切った各格子点上での風ベクトルを観測風のデータから

内挿または外挿して求める。第2ステップでは、内挿、外挿して求めた風の変分法を用いて発散が小さくなるように修正する。

本節の計算では、第1ステップの風の内挿、外挿は次のようにして行った。鉛直方向には、風速の鉛直プロファイルを表わすべき法則（例えば文献(18)）を用いる。

$$V = V_0 (z / z_0)^p \quad (2.33)$$

ここで、 $V_0$ は風のデータが得られる高さ $z_0$ での風ベクトル、 $p$ は指数である。水平方向には、観測点と格子点の距離による加重平均法を用いる。即ち、

$$V_g = \sum_{i=1}^n V_i w(r_i) / \sum_{i=1}^n w(r_i) \quad (2.34)$$

ここで、

$V_g$  : 格子点での風ベクトル

$V_i$  :  $i$  番目の観測点における観測風ベクトル

$w(r_i)$ : 重み関数で  $1/r_i^2$

$r_i$  : 観測点と格子点の距離

$n$  :  $V_g$  を計算するのに用いられる観測点の個数で3

第2ステップの計算には変分法を用いる。連続の式を満たし、かつ最小の修正によって第1ステップで得られた風の変えるための関数は、変分原理から次式で与えられる。

$$E(u, v, w, \lambda) = \int_V [\alpha_1^2 (u - u_0)^2 + \alpha_1^2 (v - v_0)^2 + \alpha_2^2 (w - w_0)^2 + \lambda (\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z})] \quad (2.35)$$

$u, v, w$  : 修正された風速成分

$u_0, v_0, w_0$  : 第1ステップで得られた風速成分

$\alpha_1, \alpha_2$  : 風速成分に対する重み

$\lambda$  : Lagrange 乗数

(2.35) 式の解を最小にするEuler—Lagrange の式は次の2組の式で表わせる。

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 + \frac{1}{2\alpha_1^2} \frac{\partial \lambda}{\partial x} \\ v &= v_0 + \frac{1}{2\alpha_1^2} \frac{\partial \lambda}{\partial y} \\ w &= w_0 + \frac{1}{2\alpha_2^2} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.37)$$

(2.36) 式を (2.37) 式に代入する。

$$\frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} + \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right)^2 \frac{\partial^2 \lambda}{\partial z^2} = -2 \alpha_1^2 \left( \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{\partial w_0}{\partial z} \right) \quad (2.38)$$

これを境界条件

$$\left. \begin{array}{ll} \text{空気の流入, 流出がある場合} & \lambda = 0 \\ \text{空気の流入, 流出がない場合} & \frac{\partial \lambda}{\partial n} = 0 \end{array} \right\} \quad (2.39)$$

のもとに解くことにより  $\lambda$  が求まる。 $\lambda$  を求める (2.38) 式の差分式は次のようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{\lambda_{i+1,j,k} - 2\lambda_{i,j,k} + \lambda_{i-1,j,k}}{\Delta x^2} + \frac{\lambda_{i,j+1,k} - 2\lambda_{i,j,k} + \lambda_{i,j-1,k}}{\Delta y^2} \\ & + \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right)^2 \left( \frac{\lambda_{i,j,k+1} - 2\lambda_{i,j,k} + \lambda_{i,j,k-1}}{\Delta z^2} \right) = -2 \alpha_1^2 \varepsilon_0 \end{aligned} \quad (2.40)$$

ここで

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \equiv & \frac{u_{i+1,j,k}^0 - u_{i-1,j,k}^0}{2 \Delta x} + \frac{v_{i,j+1,k}^0 - v_{i,j-1,k}^0}{2 \Delta y} \\ & + \frac{w_{i,j,k+1}^0 - w_{i,j,k-1}^0}{2 \Delta z} \end{aligned} \quad (2.41)$$

(2.40) 式を  $\lambda$  の添字について整理する。

$$\begin{aligned} \lambda_{i,j,k} = & c_1 \lambda_{i+1,j,k} + c_2 \lambda_{i-1,j,k} + c_3 \lambda_{i,j+1,k} + c_4 \lambda_{i,j-1,k} \\ & + c_5 \lambda_{i,j,k+1} + c_6 \lambda_{i,j,k-1} + c_7 \end{aligned} \quad (2.42)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} c_1 = c_2 &= \frac{1}{A} \frac{1}{\Delta x^2} \\ c_3 = c_4 &= \frac{1}{A} \frac{1}{\Delta y^2} \\ c_5 = c_6 &= \frac{1}{A} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right)^2 \frac{1}{\Delta z^2} \\ c_7 &= \frac{1}{A} 2 \alpha_1^2 \varepsilon_0 \end{aligned} \right\} \quad (2.43)$$



$$A = \frac{2}{4x^2} + \frac{2}{4y^2} + \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right)^2 \frac{2}{4z^2}$$

連立方程式 (2.42) 式は次のSOR 法 (Successive Over-Relaxation method = 逐次過緩和法, 例えば文献(19)) により解く。

$$\begin{aligned} \lambda_{i,j,k}^{(n+1)} = & \lambda_{i,j,k}^{(n)} + \omega \{ (c_1 \lambda_{i+1,j,k}^{(n)} + c_2 \lambda_{i-1,j,k}^{(n+1)} + c_3 \lambda_{i,j+1,k}^{(n)} \\ & + c_4 \lambda_{i,j-1,k}^{(n+1)} + c_5 \lambda_{i,j,k+1}^{(n)} + c_6 \lambda_{i,j,k-1}^{(n+1)} + c_7) - \lambda_{i,j,k}^{(n)} \} \quad (2.44) \end{aligned}$$

ここで, (n)は繰り返しステップを意味する。また,  $\omega$ は加速パラメータで 1.78を用いた。収束判定は

$$\frac{\sum |e_{i,j,k}|}{\max\{|\lambda_{i,j,k}|\}} \leq \varepsilon \quad (2.45)$$

により行った。ここで,

$$\begin{aligned} e_{i,j,k} = & (c_1 \lambda_{i+1,j,k}^{(n)} + c_2 \lambda_{i-1,j,k}^{(n+1)} + c_3 \lambda_{i,j+1,k}^{(n)} + c_4 \lambda_{i,j-1,k}^{(n+1)} \\ & + c_5 \lambda_{i,j,k+1}^{(n)} + c_6 \lambda_{i,j,k-1}^{(n+1)} + c_7) - \lambda_{i,j,k} \quad (2.46) \end{aligned}$$

である。 $\varepsilon$ は  $1.5 \times 10^{-4}$  とした。以上の計算で得られた  $\lambda$  と (2.36) 式から修正された風速成分  $u, v, w$  が求まる。

2つならんだ3次元ガウス分布型地形まわりの風向, 風速の測定点をFig. 2.40に示す。測定位置は地表面上 0.1 mである。なお, A 5 地点では地表面上 0.2, 0.4, 0.8 mにおいても風速が測定されている。計算はC 7, E 5, G 5 地点を対象に行った。各対象地点の計算には, 対象地点を除く全測定点の風向, 風速のデータを用いた。Fig. 2.41に一般風の風向  $\theta$  が変化したときの計算風向と測定風向の偏差を示す。Fig. 2.41(a), (b), (c)に対応するIPFMの結果は, それぞれFig. 2.31(b), (c), (e)に示されている。山の中腹のC 7 地点ではIPFMの結果よりMATHEWの結果の方がよいが, 頂上のE 5 地点では逆である。山の背後のG 5 地点では, 10~15° 以内の偏差の小さい

ケース数はMATHEWの方が多い。E 5 地点に対するMATHEWの結果の中で、偏差が $30^\circ$ を超すケースがある。これは風速が極めて弱いため測定精度が悪くなったG 5 地点の風のデータを用いたことに原因があるかも知れない。G 5 地点のデータを除いて計算した結果をFig. 2.42に示す。偏差は最大で約 $8^\circ$ 小さくなった。

MATHEWモデルとIPFMの計算結果を比べた実験条件が異なるため、両モデルの厳密な比較はできないが、およそ次のようなことがいえる。前節で求めたIPFMで計算した風向と測定値の偏差は、本節のMATHEWモデルによる計算結果から判断しても、許容される範囲にあると思われる。

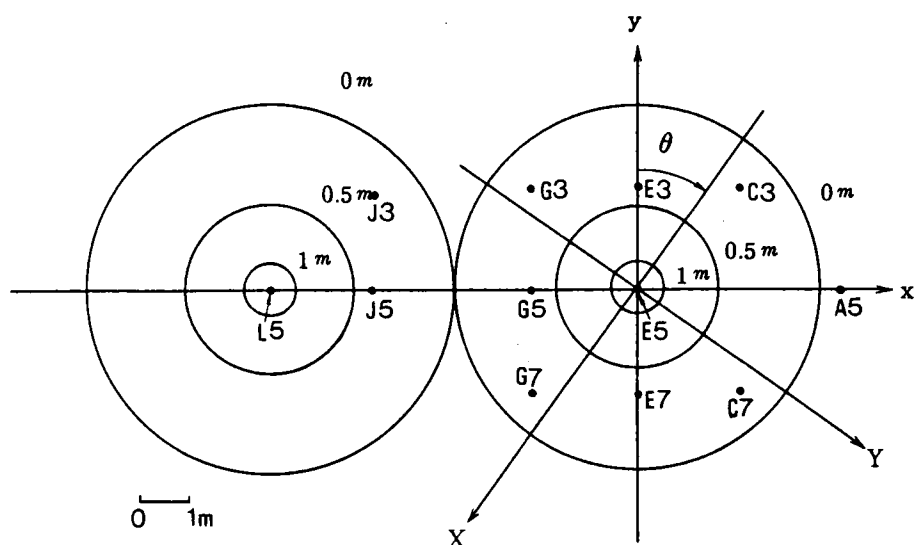


Fig. 2.40 Wind observation points.

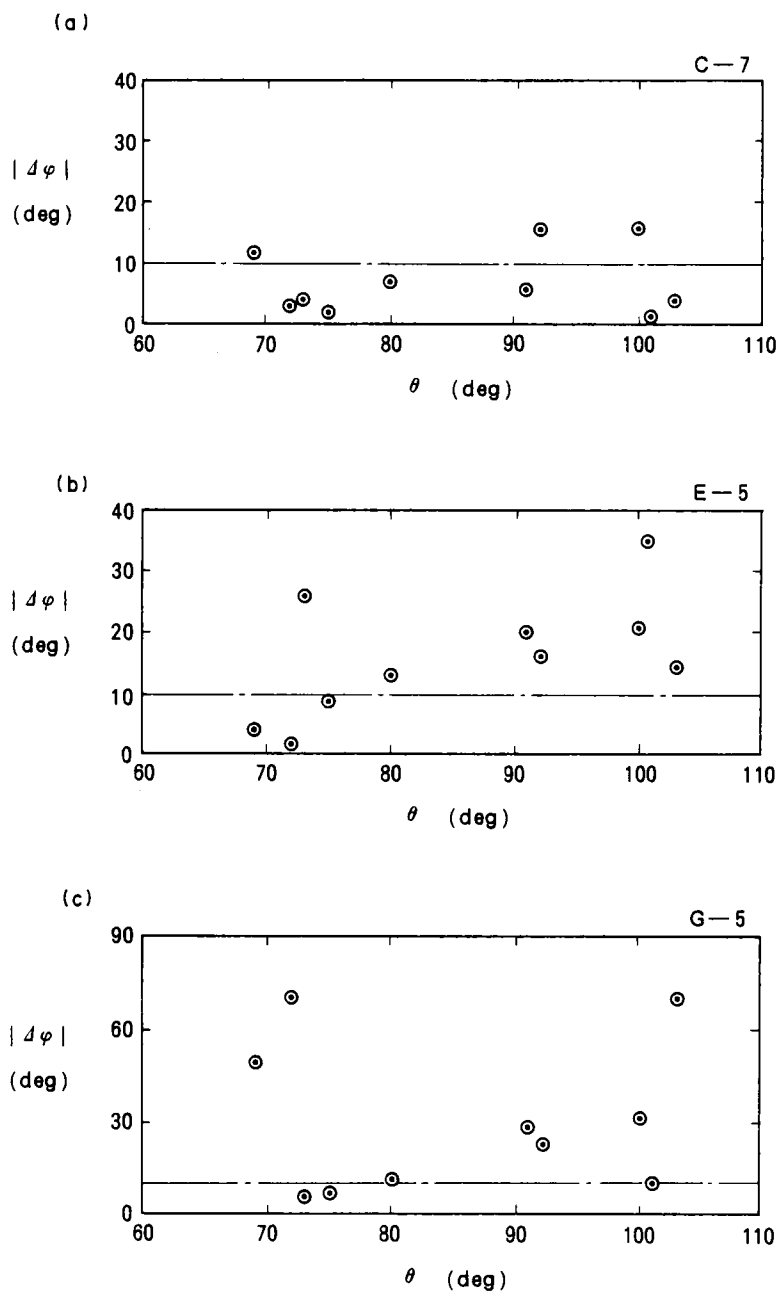


Fig. 2.41 Difference between calculated wind direction by MATHEW and measured one (1).

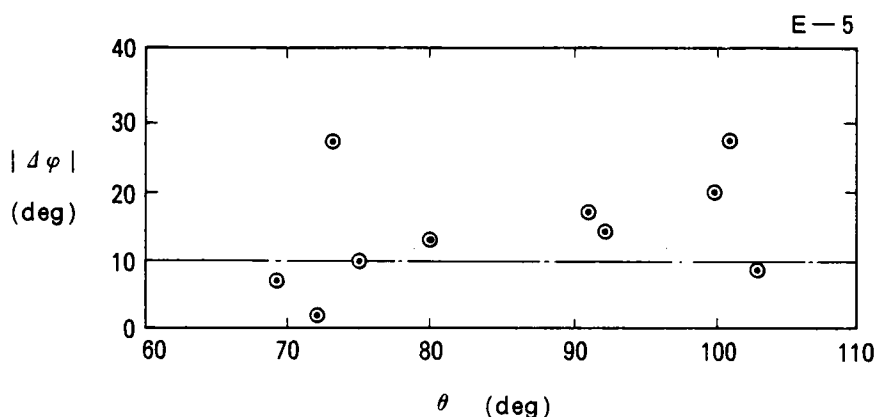


Fig. 2.42 Difference between calculated wind direction by MATHEW and measured one (2).

## 2.4 擬似ポテンシャル流モデルの開発<sup>(11), (12)</sup>

### 2.4.1 計算モデル

2.3節の結果からもわかるように、ポテンシャル流モデルでは地表近くの粘性効果を表わすことはできない。本節では、IPFMに粘性効果を考慮できるように改良する。本論文では、この改良した方法を(2.5)式で示されるラプラス方程式を数値的に解く方法と区別するためIQPFMと呼ぶ。これは、(2.4)式のような速度成分の定義式から直接(immediate)風速成分が得られる擬似ポテンシャル流モデル(quasi-potential flow model)という意味である。以下にIQPFMによる風場の計算方法について説明を行う。

2.3節の結果は、IPFMによって得られる流線(気流)はほぼ妥当であることを示している。そのため、(2.4)式の修正係数 $B_x$ 、 $B_y$ 、 $B_z$ はすべて等しいと考えてよく、それらを $B$ で表わす。即ち、(2.4)式は次のように書ける。

$$(u, v, w) = (B \frac{\partial \phi}{\partial x}, B \frac{\partial \phi}{\partial y}, B \frac{\partial \phi}{\partial z}) \quad (2.47)$$

$B$ は同一流線上の点について同じ値をとると仮定する。これにより、(2.47)式で求まる風場は、連続の式を必然的に満たす。 $B$ の値は、風速の上流境界条件によって求めることができる。IPFMで上流境界条件として使用する地形の影響を受けない上空の一般流の風速を $u_0$ 、上流境界における実際の風速の鉛直分布を $u_B(z)$ とすると、

ある流線 $\Psi$ 上のBは次式で表わせる。

$$B(\Psi) = \frac{u_B(z_{\psi})}{u_0} \quad (2.48)$$

ここで、 $z_{\psi}$  は流線 $\Psi$ が上流境界を通過する高さである。以上の考え方を概念図としてFig. 2.43に示す。

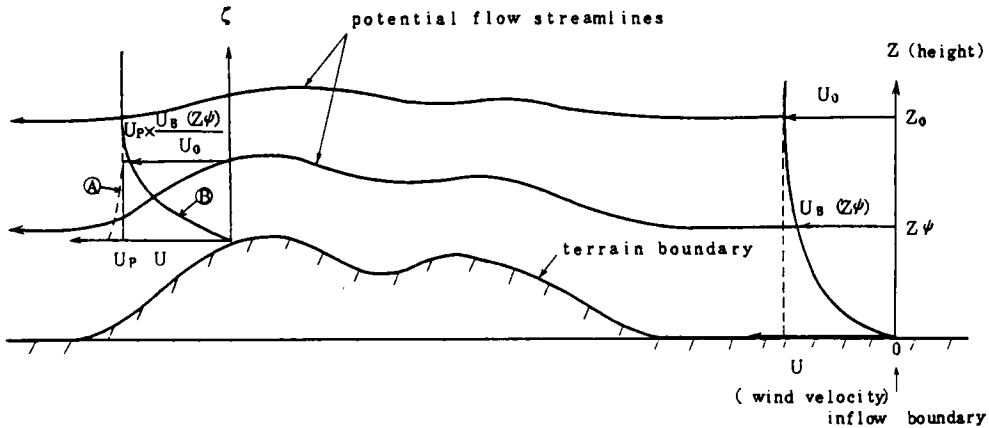


Fig. 2.43 Conceptual representation of IQPFM calculation of wind velocities (A : Velocity profile calculated by IPFM, B : Velocity profile calculated by IQPFM).

#### 2.4.2 実験結果との比較

Fig. 2.26に示した3つの地形を対象に、IQPFMによって計算した風速分布と測定値の比較を行った。なお、本節で比較の対象とする各測定値は、2.3節でIPFMの計算結果と比較した各測定値に対応している。

##### (a) 2次元3角形断面地形

風洞実験で地形の影響を受けない上流 (Fig. 2.26(a)の座標系で  $x = 0$  m) の風速分布をべき法則で近似する。

$$\left. \begin{aligned} z \leq 0.08 \text{ m のとき} & \quad u = 2 \left( \frac{z}{0.08} \right)^{0.12} \text{ m/s} \\ z > 0.08 \text{ m のとき} & \quad u = 2 \text{ m/s} \end{aligned} \right\} \quad (2.49)$$

(2.30) 式の一般流の風速 $u_0$ を上流境界における地表面の影響を受けない風速、即ち2 m/sとすると $B(\Psi)$ は次式で表わせる。

$$\left. \begin{array}{ll} z_\psi \leq 0.08 \text{ m のとき} & B(\psi) = \left( \frac{z_\psi}{0.08} \right)^{0.12} \\ z_\psi > 0.08 \text{ m のとき} & B(\psi) = 1 \end{array} \right\} \quad (2.50)$$

(2.30), (2.47), (2.50) 式から粘性効果が考慮された風速分布が得られる。結果を Fig. 2.33 に丸印で示す。図には、風洞実験による測定結果、IPFM による計算結果も示してある。全般的にみて、IQPFM による計算結果は IPFM による計算結果と比べて測定値をよく近似している。特に山の上流では、IQPFM による計算結果と測定値は非常によく一致している。山の頂上では、IPFM による計算結果の方が測定値とよく一致しているように見える。しかし、IPFM による計算結果は地表面で風速が 0 m/s という境界条件を満たしていないのに対し、IQPFM の結果はその条件を満たしている。山の背後 ( $x = 1.4 \text{ m}, 2 \text{ m}$ ) では、IQPFM の結果においても測定値より高い値を示しているが、その程度は IPFM の結果よりも小さい。

(b) 2 つならんだ 3 次元ガウス分布型地形

$B(\psi)$  の値は (a) の場合と同様、上流境界における風速分布をべき法則で近似して次式で与えた。

$$\left. \begin{array}{ll} z_\psi \leq z_0 \text{ のとき} & B(\psi) = \left( \frac{z_\psi}{z_0} \right)^p \\ z_\psi > z_0 \text{ のとき} & B(\psi) = 1 \end{array} \right\} \quad (2.51)$$

(2.31), (2.47), (2.51) 式から粘性効果を考慮した風速分布を求めた。計算結果の例を Fig. 2.34(a), (b) の実線で示す。(a) は  $\theta = 91^\circ$ ,  $u_0 = 2.1 \text{ m/s}$ ,  $z_0 = 0.4 \text{ m}$ ,  $p = 0.16$ , (b) は  $\theta = 110^\circ$ ,  $u_0 = 1.5 \text{ m/s}$ ,  $z_0 = 0.8 \text{ m}$ ,  $p = 0.16$  のときの風速分布である。これらの図には、測定結果と IPFM による計算結果も示してある。風向  $\theta$  が変化したときの IQPFM による計算値と測定値の比較を Fig. 2.36 の白丸印で示す。図には、黒丸印で IPFM による計算値と測定値の比較も示してある。これらの図から、全般的にみて、IQPFM による計算結果は IPFM による計算結果と比べて測定値をよく近似していることがわかる。特に山の風上や地表面から 0.2 m 以上上空で、IQPFM による計算結果と測定値はよく一致している。山の頂上の地表に近い測定点 ( $x = 0 \text{ m}$ ,  $z = 0.1 \text{ m}$ ) では、むしろ IPFM による計算結果の方がよく合っている。しかし、IQPFM による計算結果は地表面で  $u = 0 \text{ m/s}$  の境界条件を満たすのに対し、IPFM ではその境界条件を満足させることはできない。山の背後の地表面近く ( $x = -$

3 m,  $\zeta = 0.1$  m) では, IQPFMの計算結果は測定値よりやや高い値を示す。

### (c) 実地形模型

(2.27), (2.47), (2.51) 式から粘性効果を考慮した風速分布を求めた。計算結果の例をFig. 2.37の実線で示す。これは,  $\theta = 48^\circ$ ,  $u_0 = 1.3$  m/s,  $z_0 = 160$  m,  $p = 0.17$  のときの結果である。図には, IPFMによる計算結果も示してある。風向  $\theta$  が変化したときのIQPFMによる計算値と測定値の比をFigs. 2.38, 2.39に白丸印で示す。これらの図には, 黒丸印でIPFMによる計算値と測定値の比較も示してある。 $x = -560$  m,  $\zeta = 160$  mの場合は, IQPFMとIPFMの結果は同じである。これらの図から, 実地形模型を対象とした場合も, 2次元3角形断面地形や3次元ガウス分布型地形の場合と同様に, IQPFMはIPFMでは考慮できない地表面近くの粘性効果を表現できることがわかる。ただし,  $x = -1080$  mの地表に近い測定点では, IQPFMの計算結果でも測定値より20~40%高い値を示す。

以上の3種類の地形を対象とした計算結果と実験結果の比較から次のことがいえる。粘性効果を考慮できるIQPFMは, 上流境界条件の風速分布だけでIPFMの風場を修正する簡単な方法であるが, 地表近くの風速分布も比較的よく模擬できる。ただし, 山の背後の後流が生じると思われる領域では, IQPFMによる計算結果でもなお高い値を示す。

## 2.5 ま と め

複雑な地形上空の風場を予測する方法として3次元ポテンシャル流モデル(IPFM)を開発した。このモデルは, ポテンシャル流で風場を近似するものである。そのため, 地表面の強い熱的効果や山の背後の局地的な後流を特に対象にして風場を求める場合には適用できない。しかし, 地形が存在する場合の全般的な風場を評価するには, 非常に有効な方法である。IPFMでは, 速度ポテンシャル関数から導かれた簡単な代数式で風速分布を計算する。そのため, 有限差分法や有限要素法などを用いて風場を求める方法に比べて, (i)安定性や収束性など数値解法上の問題を考える必要がない, (ii)格子点だけでなく任意の点の風速分布が求まるという利点をもつ。

本論文ではIPFMの精度についての検討は, 風洞や野外での模型実験及び客観解析法のMATHEWモデルとの比較により行った。その結果, 山の背後の後流領域や粘性効果の働く地表面のすぐ近くを除いて, ほぼ妥当であることを確かめた。本章では,

さらに、地表面付近の粘性効果を表わすためにIPFMを改良し、擬似ポテンシャル流モデル (IQPFM) を作成した。IQPFMは、流線はポテンシャル流で求め、地表面近くの粘性効果を上流境界条件の風速分布だけによって表わす比較的簡単なモデルで、地表面でno-slipの境界条件を満たす。実験結果との比較において、IQPFMはIPFMよりよい精度をもつことを確かめた。モデルの構成面から言えば、IQPFMはIPFMよりやや複雑になるものの、先に述べたIPFMの有限差分法や有限要素法に優る点は保持している。

IPFM, IQPFMの計算に必要な気象データは、上流境界条件として代表させるある1点の風向、風速である。ただし、IQPFMの計算には、風の鉛直分布が必要となる。これらの風のデータとしては、海岸線に設置された塔の測定値が最も適切である。わが国のほとんどの火力、原子力発電所は海岸線に立地し、煙突や気象鉄塔で風の鉛直分布が測定されている。これらのデータをIPFMやIQPFMの入力として利用するとよい。一方、自治体のモニタリングステーション等でも風のデータはとられているが、鉛直分布を測定している場合は希である。このような場合、特にIQPFMの計算を行うには、風のべき法則の指数を大気安定度等から推定して（例えば文献(20)）鉛直分布を求める必要がある。しかし、いずれにしても、計算に必要な気象データは1地点分の風向、風速だけであり、データの入取には問題はない。

以上のことから、IPFM, IQPFMは、大気汚染物質の追跡や大気拡散場の解析に必要な風場を容易に評価することができ、複雑地形が存在するときの大気汚染評価に役立つと思われる。

## 参 考 文 献

- (1) Stümke, H., Berücksichtigung vereinfachter Geländetypen bei der Berechnung der turbulenten Ausbreitung von Schornsteingasen, Staub 24.5, pp175~182, 1964.
- (2) Bürger, W., Ein Verfahren zur Berücksichtigung des Einflusses von Gebäuden auf die Schadgasausbreitung in der Atmosphäre, Staub 24.6, pp223~228, 1964.
- (3) Isaacs, R. G., A. Bass and B. A. Egan, Application of Potential Flow Theory to a Gaussian Point Source Diffusion Model in Complex



- Terrain, 4th Symposium on Turbulence, Diffusion and Air Pollution, American Meteorological Society, pp189~196, 1979.
- (4) Hino, M., Computer Experiment on Smoke Diffusion over a Complicated Topography, Atmospheric Environment 2, pp541~558, 1968.
  - (5) Lantz, R. B. and K. H. Coats, A Three-Dimensional Numerical Model for Calculating the Spread and Dilution of Air Pollutants, Proceedings Air Pollution, Turbulence, and Diffusion Symposium, pp43~49, 1971.
  - (6) 長沢伸也 他, 起伏のある地形上における大気汚染予測システムに関する研究 (I) —— 風系の推定モデル——, 大気汚染学会誌 19. 2, pp149~158, 1984.
  - (7) Yocke, M. A. and Mei-Kao Liu, The Development of a Three-Dimensional Wind Model for Complex Terrain, Joint Conf. of Appl. Air Pol. Mete., pp209~214, 1979.
  - (8) 市川陽一, 四方浩, 地形影響を考慮した気流及び排ガス拡散の数値モデルの開発 (2) —— ポテンシャル流による 3 次元地形上空気流推定方法——, 電力中央研究所研究報告 281030, 電力中央研究所, 1982.
  - (9) Ichikawa, Y. and H. Shikata, A Three-Dimensional Potential Flow Model for the Prediction of the Behavior of Radioactive Plumes, Nuclear Technology 64, pp26~34, 1984.
  - (10) Milne-Thomson, L. M., Theoretical Hydrodynamics, 4th edition, Macmillan and Co. Ltd, London, 1962.
  - (11) Ichikawa, Y., A Numerical Model for Prediction of Air Flow and Diffusion over a Hilly Terrain —— Quasi-Potential Flow Model Considering Viscous Effects ——, Central Research Institute of Electric Power Industry, CRIEPI REPORT E284004, 1984.
  - (12) 市川陽一, 四方浩, 風の場合計算のための擬似ポテンシャル流モデルの開発, 土木学会論文集, (投稿中).
  - (13) 通地克三, 市川陽一, 駒林理一, 排ガス拡散に及ぼす地形影響 —— 2 次元尾根型モデルによる実験的検討 ——, 電力中央研究所研究報告 284010, 電力中央研究所, 1984.

- (14) Sherman, C. A., A Mass-Consistent Model for Wind Fields over Complex Terrain, J. Appl. Met. 17, pp312~319, 1978.
- (15) Dickerson, M. H., P. H. Gudiksen and T. J. Sullivan, The Atmospheric Release Advisory Capability, Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-52802-83, Livermore, CA, 1983.
- (16) Lewellen, W. S., P. I. Sykes and D. Oliver, The Evaluation of MATHEW /ADPIC as a Real Time Dispersion Model, NUREG /CR-2199 ARAP Rpt. No. 442, 1982.
- (17) 石川裕彦, 変分法を応用した3次元風速場計算コード (WIND 04), JAERI-M 83-113, 日本原子力研究所, 1983.
- (18) Sutton, O. G., Micrometeorology, McGraw-Hill Book Company Inc., New York, 1953.
- (19) 戸川隼人, マトリクスの数値計算, オーム社, 1971.
- (20) Touma, J. S., Dependence of the Wind Profile Power Law on Stability for Various Location, J. Air Pollution Control Association 27.9, pp863~866, 1977.

## 第 3 章 拡散場に及ぼす地形影響評価方法

### 3.1 概 説

2 章において、地形上空の風の場合を評価するポテンシャル流モデル(IPFM)及びそれを改良した擬似ポテンシャル流モデル(IQPFM)を開発した。本章では、これらの風の場合モデルを用いて大気拡散の評価を行う方法について述べる。

IPFM や IQPFM は、地形などの境界条件を満たす速度ポテンシャル関数とポテンシャル流の速度成分の定義式から風速成分を計算するものである。そのため、たとえ 1 点でも任意の場所の風速成分が容易に求まる。このことは、これらのモデルが流線の評価に特に適していることを意味する。

ところで、大気汚染物質の拡散を支配する物質交換係数（拡散係数）は、大気の乱れと大きく関係する。大気の乱れは、地形が存在することによる気流の歪みによって生じる。そこで、3.2 節では IPFM または IQPFM で計算した流線、即ち気流の歪みをもとに、拡散係数に地形効果を考慮する方法について検討を行う。

また、流線の計算が容易に行える IPFM や IQPFM は、大気汚染物質の流跡評価に適している。そこで、3.3 節では IPFM や IQPFM によって得られる 3 次元的な風の空間変動を考慮できる大気拡散の流跡モデルを開発する。

### 3.2 地形効果を考慮した拡散係数評価方法の検討<sup>(1)</sup>

地形が存在する場合に拡散を扱う計算モデルは幾つか提案されている。しかし、ほとんどの拡散モデルでは、拡散係数については平地に対する既存の値を用いたり、実測された風の変動から推定したりしている。前者の場合は、計算領域の下部境界の形状に地形効果が含まれているに過ぎない。後者の場合は、測定された風の変動に地形による影響が含まれるものの、対象領域の全空間で測定データを得ることはできない。実際は、1 地点で測定した風の変動で全空間を代表させるため、拡散係数に地形効果が含まれるとは言い難い。

地形効果を含んだ拡散係数を推定する最もよい方法は、拡散計算の入力として準備されている風の場合モデルの計算結果を利用することである。この方法であれば、他の余分の計算やデータ取得を行わないで拡散係数の評価が可能となる。本節では、IPFM

またはIQPFMで得られる風の場合から直接地形影響を考慮した拡散係数の空間分布を推定し、それをもとに拡散計算を行う手法について検討した。

現在、複雑な地形を2次元的な尾根型と3次元的な独立峰型で代表させ、地形を類型化することによって特徴的な拡散現象を把握しようとする動きがある。尾根型地形の場合には、地表煙軸上濃度分布のパターンは次の2つに分かれる。

- (i) 山の勾配が緩い場合、地表濃度分布は最大濃度の出現地点を過ぎると急激ではあるものの平地と同様に単調に減少する。
- (ii) 山の勾配が急な場合、地表濃度分布は尾根の頂上付近と尾根の風下に2つの濃度ピークが発生し、渦領域と思われるところで極小値をとる。

通地ら<sup>(2)</sup>は、Fig.3.1 に示すような傾斜角  $\theta$  が14°と21°の2種類の2次元3角形断面

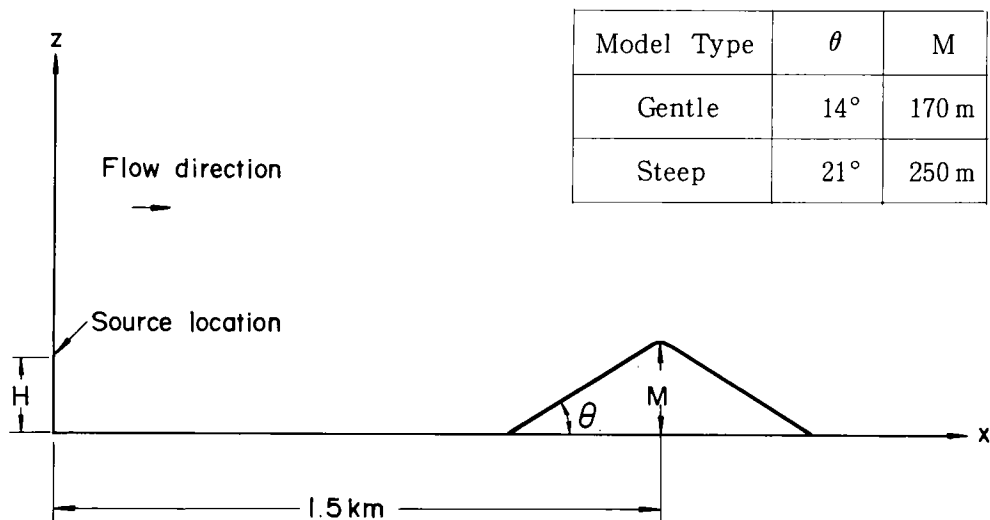


Fig. 3.1 Geometry of two-dimensional triangular hill.

地形を対象に風洞実験を行い、上記の拡散現象を再現した。本節では通地らの風洞実験を対象に拡散計算を行った。なお、風洞実験は縮率 1/1500 を想定している。

### 3.2.1 拡散モデル

定常状態における大気汚染物質の拡散は、最も一般的には次の拡散方程式で表わせる。

$$\begin{aligned}
 u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} + w \frac{\partial C}{\partial z} = & \frac{\partial}{\partial x} \left( K_x \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_y \frac{\partial C}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) \\
 & + q \delta(x - x_s) \delta(y - y_s) \delta(z - z_s)
 \end{aligned} \quad (3.1)$$

ここで、

$C$  : 濃度 ( $\text{m}^3/\text{m}^3$ )

$u, v, w$  :  $x, y, z$  方向の風速成分 ( $\text{m/s}$ )

$K_x, K_y, K_z$  :  $x, y, z$  方向の拡散係数 ( $\text{m}^2/\text{s}$ )

$q$  : 発生源強度 ( $\text{m}^3/\text{s}$ )

$(x_s, y_s, z_s)$  : 煙源位置 ( $\text{m}$ )

$\delta$  : Dirac の  $\delta$  関数

(3.1) 式は地形などの境界条件のもとに解かれる。このとき、対象地形が2次元の場合、実空間 ( $x-y-z$  空間) を速度ポテンシャル・流線空間 ( $\Phi-r-\Psi$  空間) に写像変換すれば、拡散計算は非常に容易になる。これは、Fig. 3.2に示すように、実空間

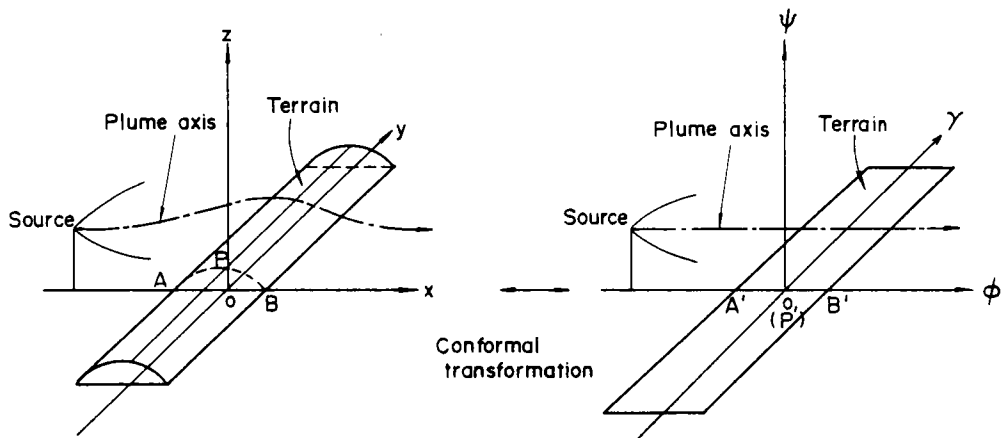


Fig. 3.2  $x-y-z$  space and  $\Phi-r-\Psi$  space.

で存在する地形の起伏が速度ポテンシャル・流線空間では平地のように扱えるからである。

速度ポテンシャル・流線空間での拡散方程式は次式で表わせる。

$$U \frac{\partial C}{\partial \Phi} = \frac{\partial}{\partial \Phi} \left( K_{\phi} \frac{\partial C}{\partial \Phi} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left( K_r \frac{\partial C}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \Psi} \left( K_{\psi} \frac{\partial C}{\partial \Psi} \right) + q \delta(\Phi - \Phi_s) \delta(r - r_s) \delta(\Psi - \Psi_s) \quad (3.2)$$

ここで、

$C$  : 濃度

$U$  : 流線に沿った風速

$\phi, \psi, r$  : 速度ポテンシャル軸, 流線軸,  $\phi-\psi$ 平面に垂直な軸

$K_\phi, K_r, K_\psi$  :  $\phi, r, \psi$ 方向の拡散係数

$q$  : 発生源強度

$(\phi_s, r_s, \psi_s)$  : 煙源位置

$\delta$  : Dirac の  $\delta$  関数

なお, 拡散係数  $K_\phi, K_\psi$  は実空間での拡散係数  $K_x, K_y, K_z$  と平地の場合や等方性拡散を扱う場合を除いて解析的に結びつけることはできない。

### 3.2.2 2次元拡散計算 (緩勾配地形)

2次元地形の峰に直角な方向に風が吹く場合, 点煙源放出の拡散は水平方向に濃度分布を積分することによって線煙源の2次元拡散として扱えることがある。勾配の小さい傾斜角  $\theta$  が  $14^\circ$  の地形に対しては, 線煙源の扱いをして拡散計算を行う。

2次元拡散の場合,  $\phi-\psi$  平面で  $\phi$  方向の拡散を含む項が他の項に比べて充分小さいとすると, (3.2) 式は次のように書ける。なお, 発生源の項は省略して記述する。

$$U \frac{\partial C}{\partial \phi} = \frac{\partial}{\partial \psi} (K_\psi \frac{\partial C}{\partial \psi}) \quad (3.3)$$

Stümke<sup>(3)</sup>, Bürger<sup>(4)</sup>, Puttock<sup>(5)</sup> は  $K_\psi$  を一定あるいは流れ方向にだけ変化するとして, 濃度に関する下部境界条件を完全反射や一定値にとった解析解を求めている。本節の計算では, 拡散係数の空間分布を考慮するため, (3.3) 式の形のまま差分法で解く。

まず, 平地の場合について述べる。(3.3) 式は風速や拡散係数などの計算条件を与えて解くことができるが, それらの条件は実大気を想定して合理的な値を与える必要がある。そこで,  $K_\psi$  の値を評価するために  $K_z$  との関係を調べる。(3.3) 式は実空間における次の拡散方程式と対応している。

$$u \frac{\partial C}{\partial x} + w \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial C}{\partial z}) \quad (3.4)$$

平地の場合は,

$$(u, w) = \left( -\frac{\partial \phi}{\partial x}, -\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = \left( \frac{\partial \psi}{\partial z}, -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (3.5)$$

と平行流の条件  $w = 0$  を用いて、 $\Phi - \Psi$  平面の式に書き直すことができる。

$$\frac{\partial C}{\partial \Phi} = \frac{\partial}{\partial \Psi} (K_z \frac{\partial C}{\partial \Psi}) \quad (3.6)$$

(3.3) 式  $\equiv$  (3.6) 式であること、 $U$  は場所によらず一定であることから、 $K_\phi$  と  $K_z$  の間には次の関係がある。

$$K_\phi = UK_z \quad (3.7)$$

本計算では、 $U = 5 \text{ m/s}$ 、 $K_z = 5 \text{ m}^2/\text{s}$  とした。他の計算条件は、煙源強度  $q = 1 \text{ m}^3/\text{s} \cdot \text{m}$ 、差分メッシュサイズ  $\Delta\Phi = 125.1 \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $\Delta\Psi = 70.75 \text{ m}^2/\text{s}$  である。発生源の項は、(3.2) 式で示されるように  $\delta$  関数で与えられているため差分法で解くことができず、煙源近傍で初期濃度分布を与える必要がある<sup>(6)</sup>。初期濃度分布は、定常プルーム式で風下  $x = 125 \text{ m}$  で鉛直方向の拡がり幅  $\sigma_z = 5.5 \text{ m}$  に相当する値を求めた。境界条件は、上部境界と下部境界で完全反射する条件を与えた。

次に地形が存在する場合について述べる。対象地形まわりの流れ場は、円柱まわりのポテンシャル流から求める。即ち、速度ポテンシャル関数と流れ関数を表わす式は次のようになる。

$$\Phi = U \left( x + \frac{x a^2}{x^2 + z^2} \right) \quad (3.8)$$

$$\Psi = U \left( z - \frac{z a^2}{x^2 + z^2} \right) \quad (3.9)$$

(3.8)、(3.9) 式で  $a = 283 \text{ m}$  にしたとき、流れ関数  $\Psi = a \cdot U$  は傾斜角  $\theta = 14^\circ$  の地形模型境界とほぼ一致した。模擬結果を Fig. 3.3 に示す。濃度分布は (3.3) 式を解いて得られるが、拡散係数  $K_\phi$  は以下に述べる仮定のもとに定性的に与えた。

- (i) 地形による乱れの発生は、ポテンシャル流の流線の間隔が拡張するときに生じる。即ち、流線間隔が拡張する領域で平地より大きな拡散係数を与える。
- (ii) 拡散係数は流線間隔の収縮、拡張を表わす流速の増分  $\Delta U$  と移動距離  $\Delta S$  の比の値に応じて不連続に変化させる。
- (iii) 拡散係数は主に乱れの発生だけをもとに決めるが、一部伝播についても考慮する。厳密には減衰、スケール等についても考慮する必要がある。

計算に用いた拡散係数を Table 3.1 に示す。この表の領域区分は  $\Delta U / \Delta S$  の等値線 ( $a = 1 \text{ m}$ 、 $U = 1 \text{ m/s}$  の場合) とともに Fig. 3.3 に示されている。ケース 1 は地形に

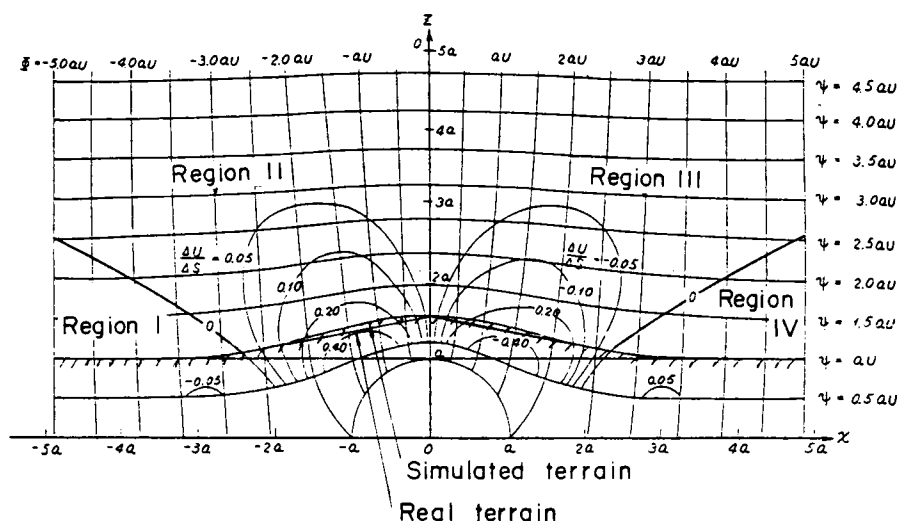


Fig. 3.3 Comparison of simulated terrain and real terrain and the classification of diffusion regions (gentle hill).

Table 3.1 Eddy diffusivities (gentle hill).

Region	Case 1	Case 2
I	$1.5 K_{\psi P}$	$1.5 K_{\psi P}$
II	$K_{\psi P}$	$K_{\psi P}$
III	$5 K_{\psi P}$	$5 K_{\psi P}$
IV	$K_{\psi P}$	$5 K_{\psi P}$

( $K_{\psi P}$  is the eddy diffusivity for flat terrain.)

よる乱れの発生だけを考慮した場合、ケース 2 は領域 III で発生した乱れが領域 IV にまで伝播すると考えた場合である。平地の拡散係数  $K_{\psi P}$  に乗ずる係数は、 $\Delta U / \Delta S$  の絶対値をもとに相対的に与えたものである。 $K_{\psi P}$  は  $K_z = 5 \text{ m}^2/\text{s}$  に相当する値を与えた。

計算条件は、初期濃度分布については平地と同じ、濃度分布の境界条件については  $\psi = aU$ ,  $4 aU$  で完全反射、風速の上流境界条件については  $U = 5 \text{ m/s}$  とした。煙源強度は  $q = 1 \text{ m}^3/\text{s} \cdot \text{m}$  である。格子間隔は  $\Delta \psi$  は平地と同じ、 $\Delta \phi$  は拡散係数の値によって変化させた。



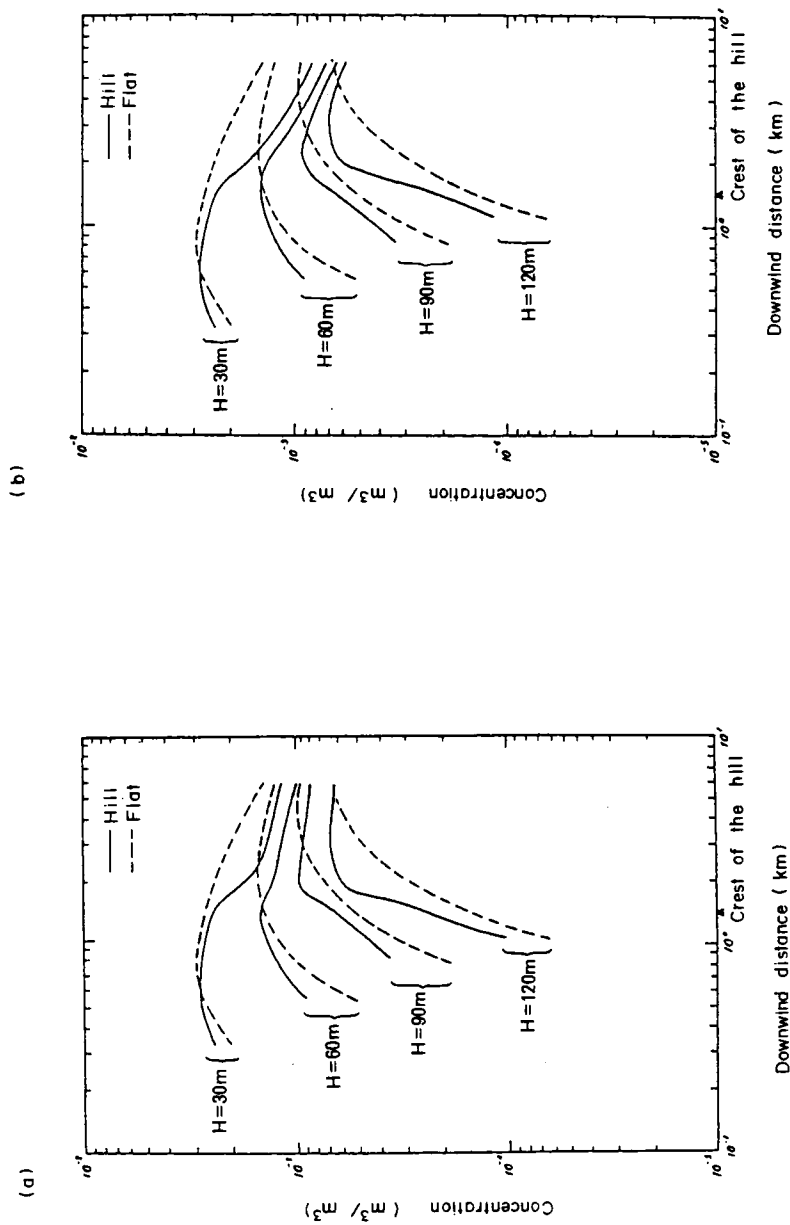


Fig. 3.4 Calculated downwind concentration distributions over a gentle hill.  
(a) Case 1, (b) Case 2

以上の条件のもとで計算した地表濃度分布を Fig. 3.4 に示す。実線が地形が存在する場合、破線が平地の場合である。両計算ケースとも地形が存在する場合の方が平地の場合より地表最大濃度は煙源寄りに現われている。また、山の背後で濃度減少がみられるが、その程度はケース 2 の方が大きい。通地らの風洞実験の結果から得られる地表濃度分布を Fig. 3.5 に示す。風洞実験の平地の拡散係数は風下距離によって変化

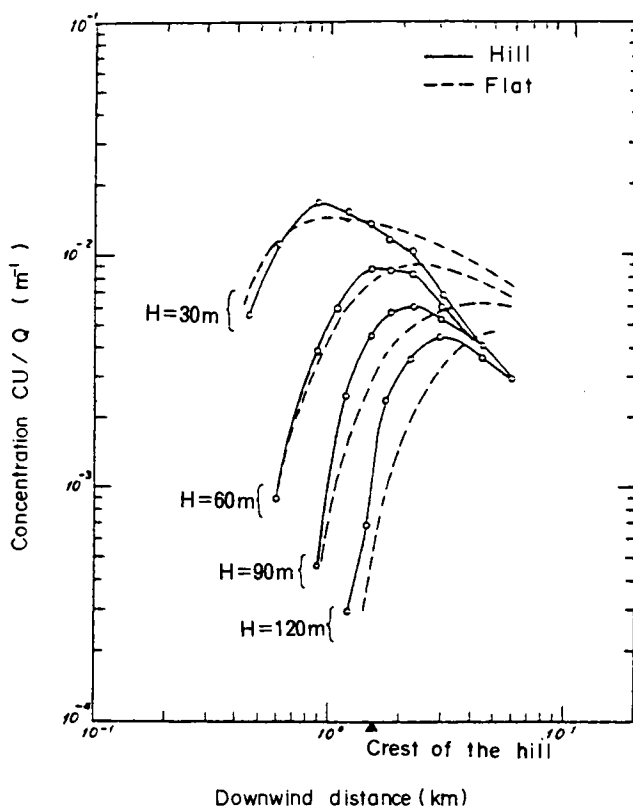


Fig. 3.5 Wind tunnel experimental results of horizontally integrated downwind concentration distributions over a gentle hill.

し、平地の計算で用いた拡散係数は一定値であるので両者は完全には一致していない。しかし、計算結果は風洞実験の定性的な特徴はよく表わしている。風洞実験の結果からみると、山の背後で生じた乱れはケース 1 のように完全には消滅せず、ある程度伝播されると仮定したケース 2 の方が現実的と思われる。

### 3.2.3 3次元拡散計算（急勾配地形）

2次元地形の峰に直角な方向に風が吹く場合でも、山の勾配が急になると山の背後

では水平方向にも地形の影響を受けた大きな乱れが生じる。この場合は、3.2.2節で扱ったように線煙源の2次元拡散として考えることはできない。そこで、勾配の大きい傾斜角  $\theta$  が21°の地形に対しては点煙源の3次元拡散を考える。

3次元拡散の場合、 $\Phi-r-\Psi$ 空間で $\Phi$ 方向の拡散を含む項が他の項に比べて充分小さいとすると(3.2)式は次のように書ける。

$$U \frac{\partial C}{\partial \Phi} = \frac{\partial}{\partial r} \left( K_r \frac{\partial C}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \Psi} \left( K_\Psi \frac{\partial C}{\partial \Psi} \right) \quad (3.10)$$

Stümke<sup>(3)</sup>、Hunt ら<sup>(7)</sup>は $K_r$ を一定あるいは $\Phi$ と $\Psi$ の関数、 $K_\Psi$ を一定として(3.10)式の解析解を求めているが、本論文の計算では拡散係数に空間分布を考慮するため差分法で解く。

平地で拡散係数が一定の場合、3.2.2節と同様の考え方により次の関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} K_r &= \frac{K_y}{U} \\ K_\Psi &= U K_z \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

本計算では、 $U = 5 \text{ m/s}$ 、 $K_y = K_z = 5 \text{ m}^2/\text{s}$ とした。他の計算条件は、煙源強度  $q = 1 \text{ m}^3/\text{s}$ 、差分メッシュサイズ  $\Delta\Phi = 125.1 \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $\Delta r = 14.2 \text{ m}$ 、 $\Delta\Psi = 70.75 \text{ m}^2/\text{s}$ である。初期濃度分布、境界条件等の与え方は3.2.2節と同様とする。

地形が存在する場合の流れ場は(3.8)式あるいは(3.9)式から求める。傾斜が急な山地形がある場合、特に山の背後の渦領域の流れ場はNavier-Stokesの運動方程式を解くなどして求めることが望ましいが、本計算ではポテンシャル流で近似させた。(3.8)、(3.9)式で $a = 342 \text{ m}$ にしたとき、流れ関数 $\Psi = 0.5 aU$ は傾斜角 $\theta = 21^\circ$ の地形模型境界とほぼ一致した。模擬結果をFig. 3.6に示す。拡散係数は3.2.2節で述べた(i)~(iii)の仮定と次の仮定から定性的に与えた。

- (iv) 地形によって生じる大きな乱れは山の背後の渦領域でのみ等方的に起こるとし、他の領域では $\Psi$ 方向にのみ起こる。

計算に用いた拡散係数をTable 3.2に示す。この表の領域区分は $\Delta U/\Delta S$ の等値線( $a = 1 \text{ m}$ 、 $U = 1 \text{ m/s}$ の場合)とともにFig. 3.6に示されている。平地の拡散係数 $K_{rP}$ 、 $K_{\Psi P}$ に乗ずる係数は、3.2.2節と同様に相対的に与えたものである。 $K_{rP}$ 、 $K_{\Psi P}$ は $K_y = K_z = 5 \text{ m}^2/\text{s}$ に相当する値を与えた。

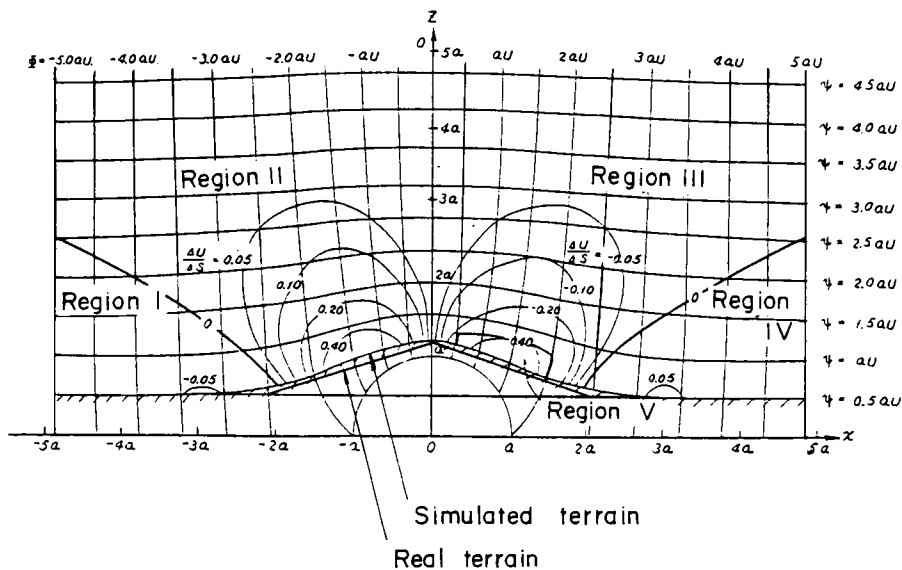


Fig. 3.6 Comparison of simulated terrain and real terrain and the classification of diffusion regions (steep hill).

Table 3.2 Eddy diffusivities (steep hill).

Region	$K_r$	$K_\psi$
I	$K_{rP}$	$1.5 K_{\psi P}$
II	$K_{rP}$	$K_{\psi P}$
III	$K_{rP}$	$5 K_{\psi P}$
IV	$K_{rP}$	$5 K_{\psi P}$
V	$10^2 K_{rP}$	$10^2 K_{\psi P}$

( $K_{rP}$  and  $K_{\psi P}$  are the eddy diffusivities for flat terrain.)

計算条件は、上流境界で  $U = 5 \text{ m/s}$ ,  $q = 1 \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $\Delta r$ ,  $\Delta \psi$  は平地の場合と同じ、 $\Delta \theta$  は拡散係数の値によって可変とした。

以上の条件のもとで計算した地表煙軸上濃度分布を Fig. 3.7 に示す。実線が地形が

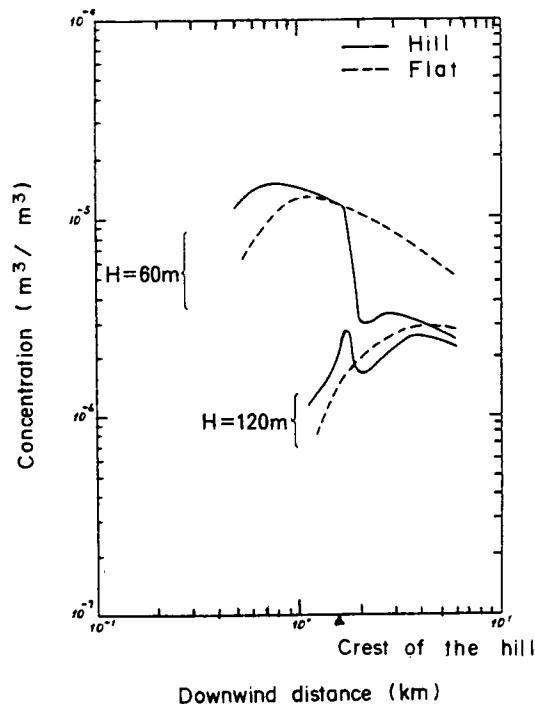


Fig. 3.7 Calculated downwind concentration distributions over a steep hill.

存在する場合、破線が平地の場合である。3.2.2節の結果と同様に、地形が存在する場合は平地の場合より地表最大濃度は煙源寄りに現われる。また、煙軸上の地表濃度は山の背後の渦領域による急激な濃度減少の後再び増加し、第2のピーク値に達し緩やかに減少する。Fig. 3.8 は渦領域に入る直前の $\Psi$ 方向濃度分布 (①)，渦領域から出た直後の $\Psi$ 方向濃度分布 (②)，2度目の地表濃度ピーク値が生じる地点での $\Psi$ 方向濃度分布 (③) を示している。渦領域の $\Psi$ 方向の範囲は $\Psi = 0.5a$  から  $0.63a$  であるが、この領域では拡散の程度が大きいため、①の地点で既に地表濃度が最大に達している場合 (a)煙源高さ $H=60\text{ m}$ ) は著しい濃度減少がみられる。①の地点で地表濃度が最大に達していない場合 (b)煙源高さ $H=120\text{ m}$ ) は濃度の増加が認められない。②の地点では、渦領域の影響で上方の濃度が地表面より高くなっているため、②より風下の地点③で再びピークをもつようになる。こうして煙軸上濃度に2つのピークが現われると考えられる。Figs. 3.7, 3.8 に対応する通地らの風洞実験結果を Figs. 3.9, 3.10に示す。計算結果は風洞実験の定性的な特徴をよく表わしている。

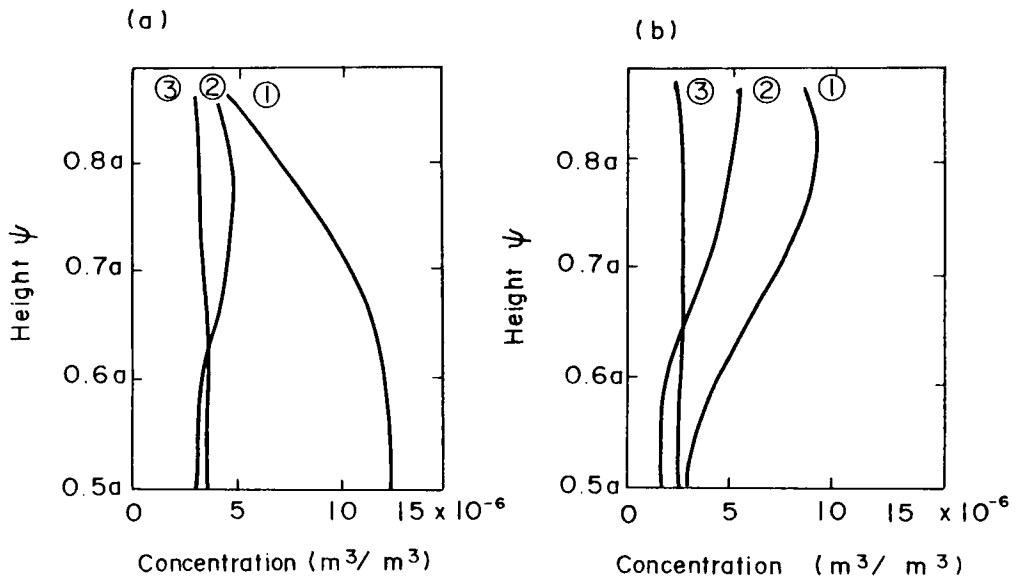


Fig. 3.8 Calculated vertical concentration distributions over a steep hill.

(a)  $H = 60 \text{ m}$ ,  $x = 1.6 \text{ km}$  (①),  $2.0 \text{ km}$  (②),  $2.7 \text{ km}$  (③)

(b)  $H = 120 \text{ m}$ ,  $x = 1.6 \text{ km}$  (①),  $2.0 \text{ km}$  (②),  $3.5 \text{ km}$  (③)

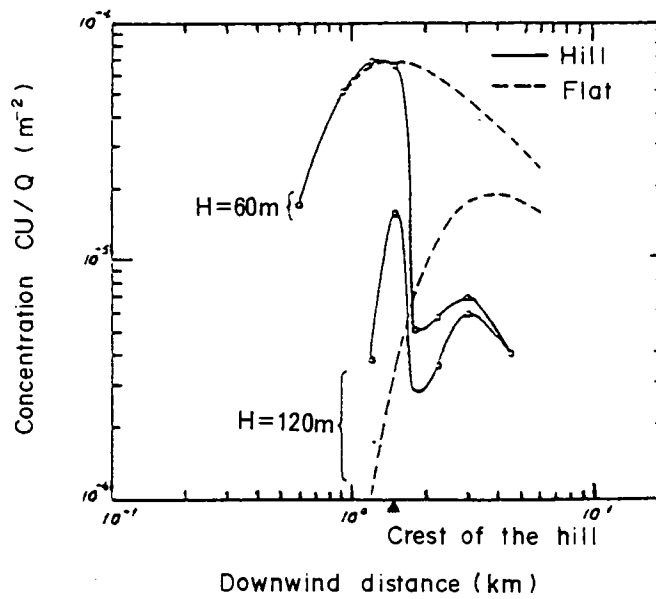


Fig. 3.9 Wind tunnel experimental results of downwind concentration distributions over a steep hill.

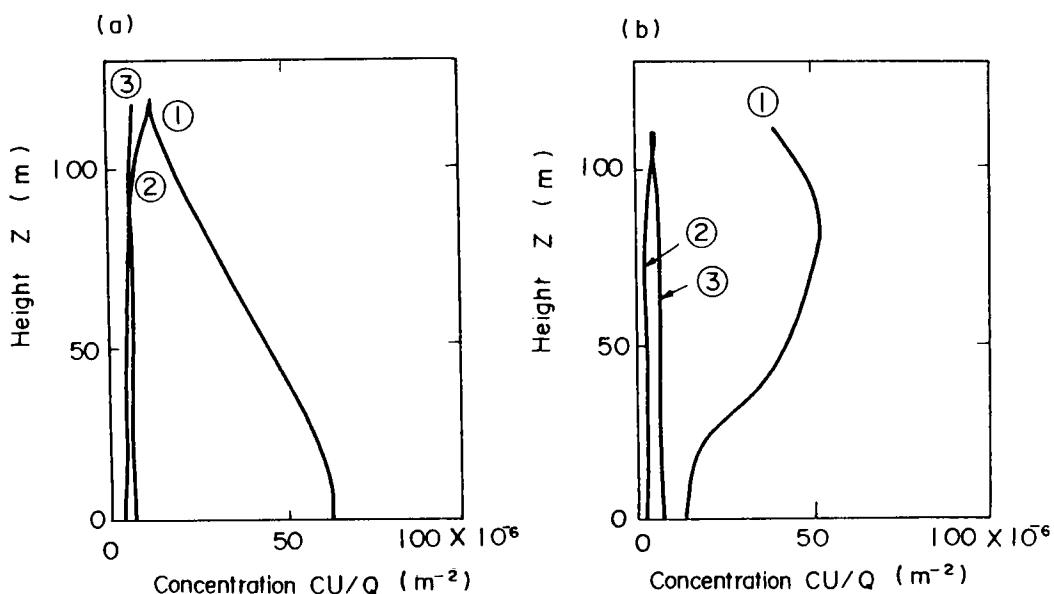


Fig. 3.10 Wind tunnel experimental results of vertical concentration distributions over a steep hill.

(a)  $H = 60 \text{ m}$ ,  $x = 1.5 \text{ km}$  (①),  $1.8 \text{ km}$  (②),  $3.0 \text{ km}$  (③)

(b)  $H = 120 \text{ m}$ ,  $x = 1.5 \text{ km}$  (①),  $1.8 \text{ km}$  (②),  $3.0 \text{ km}$  (③)

以上，ポテンシャル流の流線間隔の収縮，拡張から地形効果を考慮した拡散係数を評価する方法について検討した。複雑地形の場合は，本方法に乱れのスケール，減衰，伝播などを組み込むことは難しい。しかし，単純地形の場合はそれらを比較的容易に扱えるため，本方法を用いて拡散評価することが可能である。なお，本節の計算では拡散係数の評価は相対的に行ったが，今後，風洞実験などで得られる濃度分布や乱れのデータをもとに拡散係数と流線間隔の収縮，拡張の定量的な関係を検討していく必要がある。

### 3.3 複雑地形を対象としたガウス型流跡モデルの開発<sup>(8)</sup>

#### 3.3.1 野外模型実験

計算モデルの検討を行うため，実地形を対象とした野外模型拡散実験を行った。対象とした地形を Fig. 3.11に示す。地形模型の縮率は  $1/400$  である。この拡散実験は，

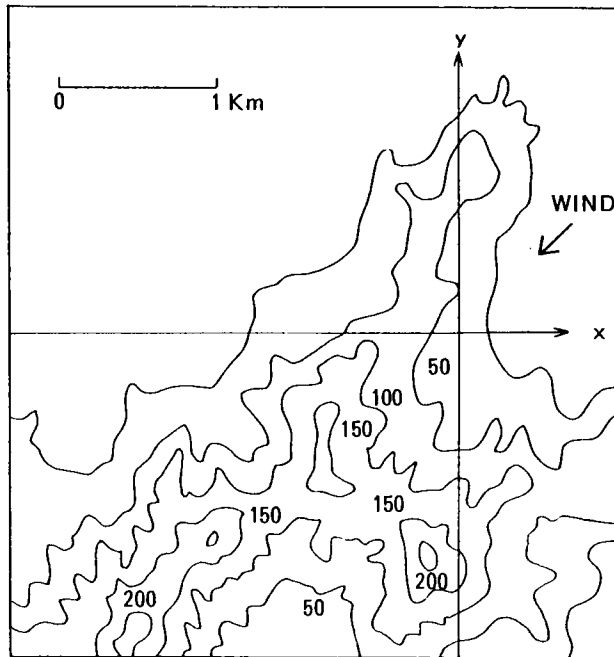


Fig. 3.11 Topographic configuration of a real terrain form model.

2章で述べた風場を求める実験と並行して実施された。トレーサーはイソブタンガス ( $i-C_4H_{10}$ ) である。濃度測定は半導体式ガスセンサー (新コスモス電機製) により行った。センサーは野外でも使える簡易型のもので、大気条件の影響を受け易く、センサー間の応答性にも差がある。そのため、実験の前後に個々のセンサーについて検定曲線を作成した。検定は、実験場における空気の入ったチェンバー (容積20ℓ) にセンサーを導き、イソブタンガスを定量ずつ注入して行った。検定曲線の例をFig. 3.12に示す。拡散実験時の風向、風速の測定は、それぞれ2章で述べた矢羽根式風向計、白金線定温度型アネモマスターにより行っている。なお、実験は実地形模型の他に平地に対しても行っている。濃度測定は主に地表で行い、評価には1 min 平均値を用いた。また、本節のスケールの表示はすべて実規模 (模型スケールを400倍したもの) で行う。

### 3.3.2 計算モデル

ガウス型流跡モデルは、連続のプルームを風場の時間、空間変動に対応させて追跡する簡単な拡散モデルである。現在、定常ガウス型プルームモデルとともに拡散評価には比較的良好に用いられている (例えば文献(9)~(11))。しかし、通常これらのモデル



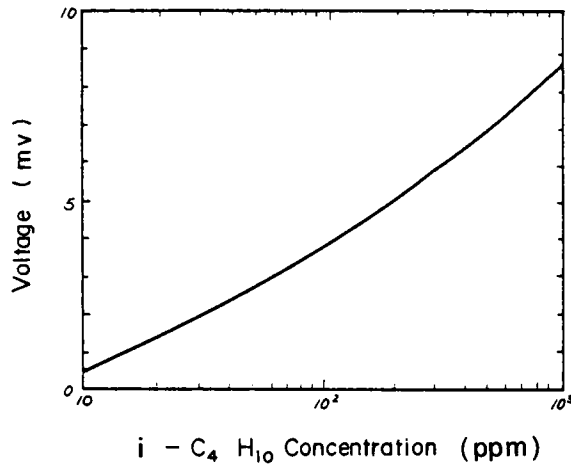


Fig. 3.12 Calibration curve of gas detector.

は平地を対象とし、風場の時間変動だけを考慮して空間変動を考慮しないか、考慮するとしても風が一樣に吹く影響域のようなもので対象領域を区分しているに過ぎない<sup>12)</sup>。

地形が存在する場合にガウス型流跡モデルを用いて拡散評価を行う方法については、最近幾つかの方法が開発されつつある。岡本ら<sup>13)</sup>は、速度ポテンシャル関数 $\phi$ 、流跡線関数 $\psi_y$ 、 $\psi_z$ を用いた次式を提案している。

$$C(\phi, \psi_y, \psi_z) = \frac{Q}{4\pi K} \cdot \frac{U}{\phi - \phi_s} \cdot \exp \left\{ -\frac{(\psi_y - \psi_{ys})^2}{4K(\phi - \phi_s)} \right\} \cdot \left[ \exp \left\{ -\frac{(\psi_z - \psi_{zs})^2}{4K(\phi - \phi_s)} \right\} + \exp \left\{ -\frac{(\psi_z + \psi_{zs})^2}{4K(\phi - \phi_s)} \right\} \right] \quad (3.12)$$

ここで、 $Q$ は発生源強度、 $K$ は拡散係数、添字 $s$ は煙源位置を表わす。しかし、(3.12)式は速度ポテンシャル・流線空間での3次元拡散方程式の厳密な解ではない。また、拡散係数 $K$ が地形などの影響を受けて空間で変化する場合や局地的な風速が一樣流速で近似できない場合には、風洞や野外のトレーサー実験の結果から比較的評価しやすい煙の拡がり幅 $\sigma_y$ 、 $\sigma_z$ を用いて表現できない。

地形影響を受けた煙の拡がり幅をガウス型流跡モデルに組み込むには、拡散式を実空間で扱う方がよい。長沢ら<sup>14)</sup>は実空間におけるガウス型流跡モデルを提案している。彼らのモデルでは、煙の流跡を計算するのに用いる風ベクトルは、差分格子点の風ベクトルから補間推定する必要がある。また、煙の拡がり幅に対する地形効果の考慮も、Pasquill-Gifford チャートに野外拡散実験から得られた均一の係数を乗じて行うに

すぎない。本節で提案するガウス型流跡モデルには、これらの点についてより合理的な特徴をもたせる。

地形が存在する場合のガウス型流跡モデルの拡散式を次に示す。

$$C = \frac{Q}{2\pi u [\sigma_y]_t [\sigma_z]_t} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{2[\sigma_y]_t^2}\right) \cdot \left[ \exp\left\{-\frac{(z-H_p)^2}{2[\sigma_z]_t^2}\right\} + \exp\left\{-\frac{(z+H_p)^2}{2[\sigma_z]_t^2}\right\} \right] \quad (3.13)$$

ここで、

- C : 濃度 (m<sup>3</sup>/m<sup>3</sup>)
- Q : 発生源強度 (m<sup>3</sup>/s)
- u : 局地的な風速 (m/s)
- $[\sigma_y]_t, [\sigma_z]_t$  : 地形の影響を受けた水平方向、鉛直方向の煙の拡がり幅 (m)
- r : 評価点とプルーム中心軸の水平距離 (m)
- H<sub>p</sub> : プルーム中心軸の高さ (m)

(3.13) 式の主な変数、パラメータについて以下に説明を加える。

(a) 煙の拡がり幅 :  $[\sigma_y]_t, [\sigma_z]_t$

複雑地形が存在する場合の地形効果を含んだ拡散係数を評価するには、現時点では、風洞実験で測定された濃度分布を利用するのが最も現実的かつ合理的である。風洞実験では、およそ数 100 分の 1 ～ 3,000 分の 1 の縮尺率の地形模型を入れ、実規模で風下 10km 位までの濃度分布の測定が可能である。四方ら<sup>(15)</sup>は鉛直断面内最大濃度値、それが出現する地上高度、地上での最大濃度値などを実験で求め、水平方向、鉛直方向の煙の拡がり幅を解析する方法について報告している。解析対象の地形模型を入れた風洞実験の結果をもとに推定した煙の拡がり幅を  $[\sigma_{yw}]_t, [\sigma_{zw}]_t$  とする。また、平地を対象にした風洞実験で求めた煙の拡がり幅を  $\sigma_{yw}, \sigma_{zw}$  とする。ここで、拡散係数に対する地形修正係数  $k_y, k_z$  を次式で定義する。

$$\left. \begin{aligned} k_y &= [\sigma_{yw}]_t / \sigma_{yw} \\ k_z &= [\sigma_{zw}]_t / \sigma_{zw} \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

実大気中での地形効果を含んだ煙の拡がり幅  $[\sigma_y]_t, [\sigma_z]_t$  は次式で求める。

$$\left. \begin{aligned} [\sigma_y]_t &= k_y \sigma_y \\ [\sigma_z]_t &= k_z \sigma_z \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

ここで、 $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$  は平地に対する煙の拡がり幅で、Pasquill-Gifford チャートなどから求めることができる。なお、風洞実験では水平方向の風の変動が抑えられるため、 $\sigma_{yw}$ ,  $\sigma_{zw}$  を両方とも  $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$  に一致させることは難しい。即ち、 $\sigma_{yw}$ ,  $\sigma_{zw}$  は  $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$  とは異なる。

Fig. 3.13は Fig. 3.11に示す領域を一部を含む地形である。この地形を対象に図に示

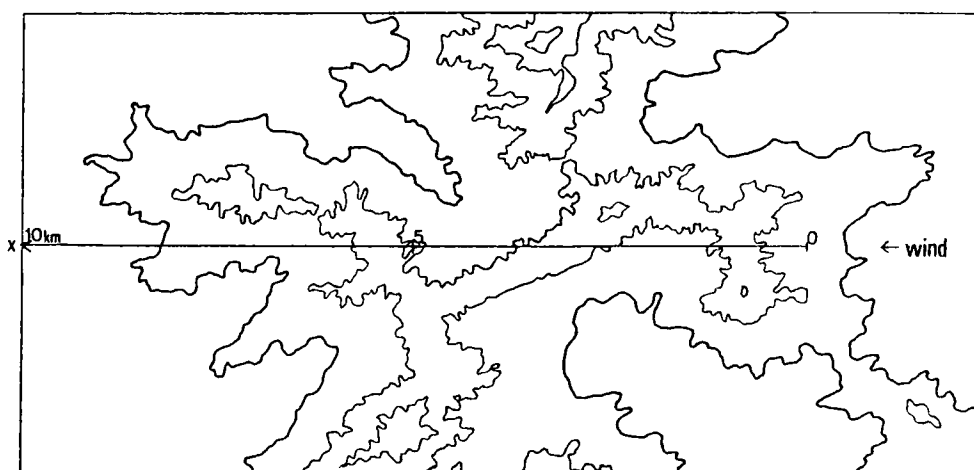


Fig. 3.13 Topographic model used in the wind tunnel.  
Contour intervals = 100 m and thick contour  
line denotes coastline.

す方向に風が吹く場合（Fig. 3.11の風向と同じ）の風洞実験を行い、測定した濃度分布から煙の拡がり幅を求めた。結果を Figs. 3.14, 3.15に破線で示す。図には平地の風洞実験で求めた煙の拡がり幅も実線で記入されている。

本節の計算は、野外模型実験を対象にしているため、 $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$  は Pasquill-Gifford チャートから求めるより、平地を対象にした野外実験の結果をもとに推定した方がよい。平地の野外実験から推定した煙の拡がり幅を Figs. 3.16, 3.17に実線で示す。この  $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$  を用いて計算した地表濃度分布と実験結果の比較を Fig. 3.18に示す。図で等値線が計算結果、丸印で囲んだ数値が実験値を示す。両者はそれぞれの  $(x, y) = (2 \text{ km}, 0 \text{ km})$  の値で無次元化している。煙源位置、風向は図に示されている。煙源高さは 0 m である。（3.15）式から地形効果を含んだ煙の拡がり幅  $[\sigma_y]_t$ ,  $[\sigma_z]_t$  を計算した結果を Figs. 3.16, 3.17に破線で示す。

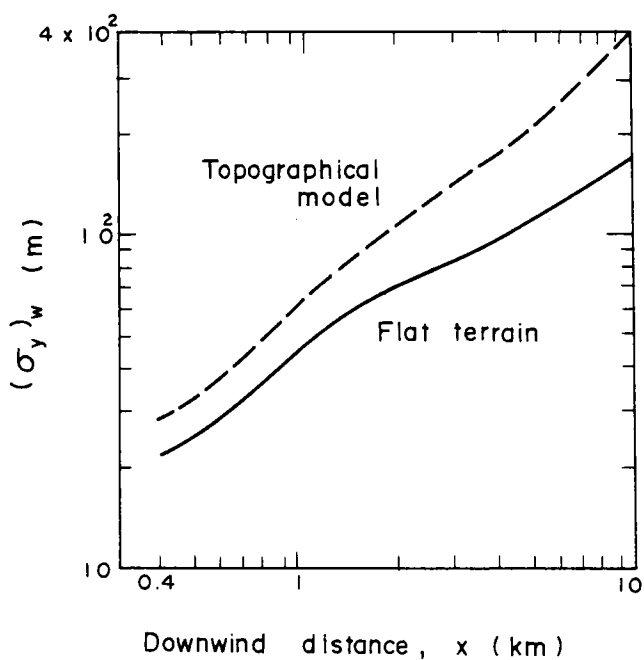


Fig. 3.14 Growth of lateral plume width in the wind tunnel.

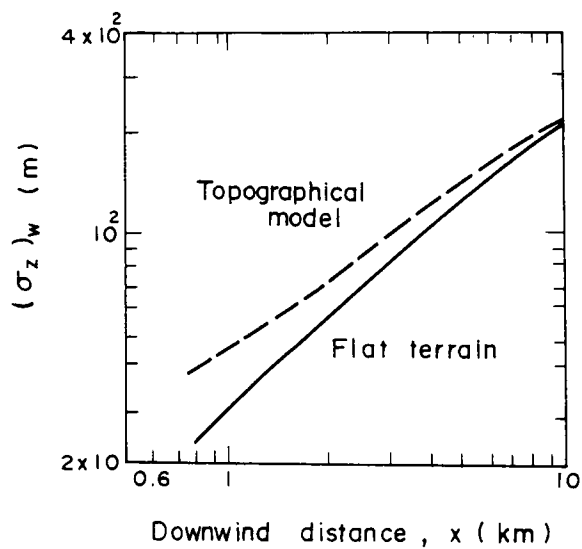


Fig. 3.15 Growth of vertical plume width in the wind tunnel.

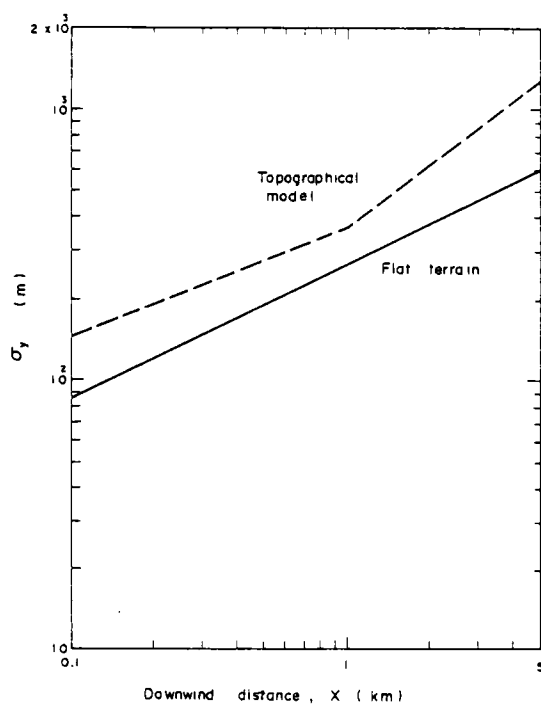


Fig. 3.16 Growth of lateral plume width.

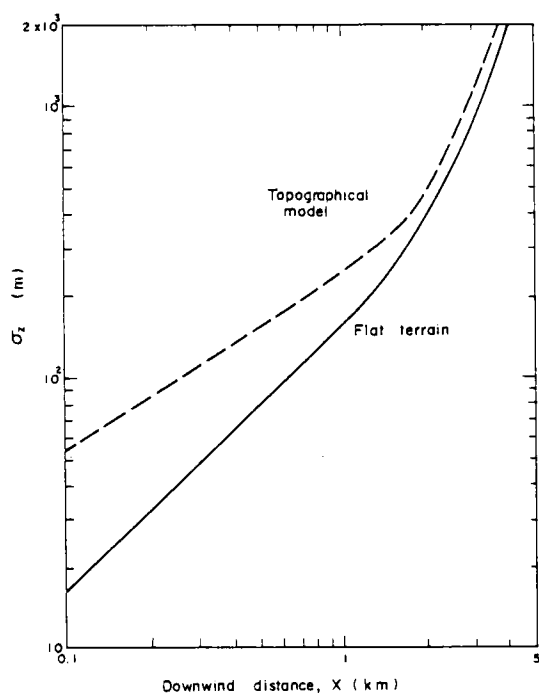


Fig. 3.17 Growth of vertical plume width.

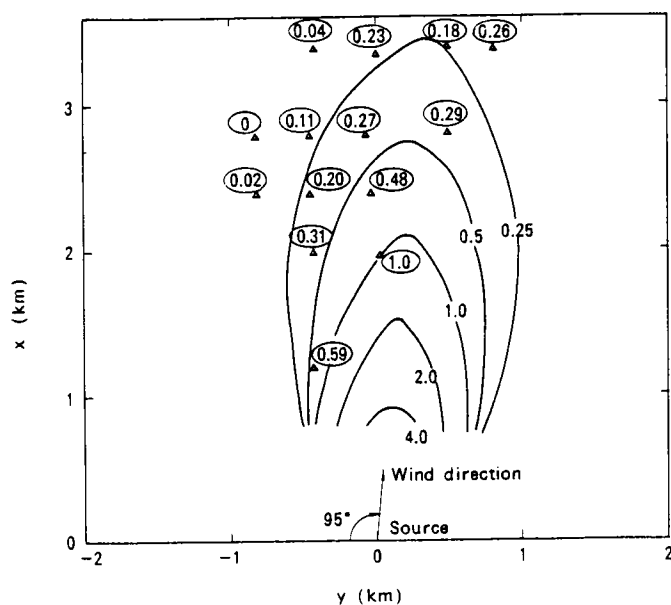


Fig. 3.18 Comparison of calculation result of surface concentrations with field experimental data in flat terrain.

(b) 評価点とプルーム中心軸の水平距離： $r$

ガウス型流跡モデルではプルーム中心軸が直線でないため、評価点の位置によっては水平距離の評価が幾通りも生じる場合がある。Fig. 3.19はプルーム中心軸などの地

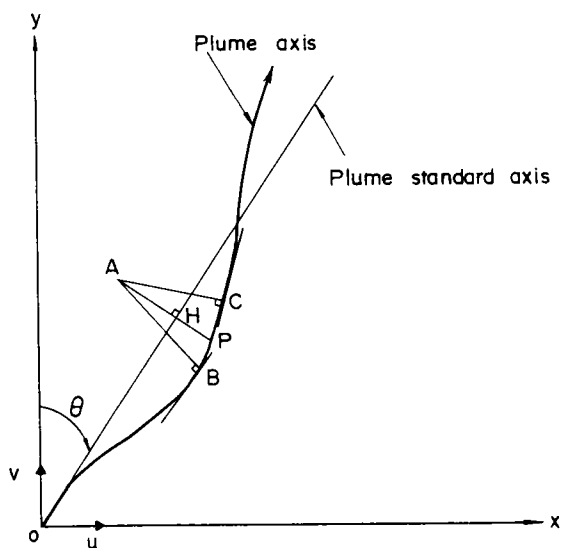


Fig. 3.19 Conceptual scheme of the estimation of crosswind distance.

表面への投影図であるが、この図で点Aの場合、プルーム中心軸へは $\overline{AB}$ ,  $\overline{AC}$  という2本の垂線をおろせる。ガウス型流跡モデルで生じるこのような不合理を防ぐために、Powell ら<sup>(11)</sup> はプルームセグメントを台形状に区切ったり、朝倉ら<sup>(16)</sup> は評価点から垂線をおろすプルーム基準軸を決めたりしている。本節の計算では後者の方法を用いる。プルーム基準軸はFig. 3.19の原点（煙源位置に相当する）における風速成分  $u$ ,  $v$  から次式で傾き  $\overline{\theta}$  を計算して求める。

$$\left. \begin{array}{ll} v \neq 0 \text{ のとき} & \overline{\theta} = \tan^{-1} \frac{u}{v} \\ v = 0 \text{ のとき} & \overline{\theta} = \frac{\pi}{2} \end{array} \right\} \quad (3.16)$$

評価点とプルーム中心軸の水平距離は、評価点からプルーム基準軸へおろした垂線またはその延長線がプルーム中心軸と交わる点を基準にとって決める。例えば、Fig. 3.19の評価点Aに対しては $\overline{AP}$ を水平距離  $r$  とする。

(c) プルーム中心軸の高さ：  $H_p$

プルームの中心軸の高さは、煙源を通る流線の  $z$  座標として求めることができる。流線の評価は、2章で開発したポテンシャル流モデル（IPFM）または擬似ポテンシャル流モデル（IQPFM）により行う。既に述べたように、これらのモデルはたとえ1点でも任意の点の風ベクトルを求めることができるため、煙の流跡の評価が非常に容易にできる。

### 3.3.3 実験結果との比較

地表濃度分布の計算は Table 3.3 に示す3つのケースについて行った。（3.13）式

Table 3.3 Calculation conditions.

Case No.	Terrain	Diffusivity	Model
1	Flat	Flat	Plume
2	Complex	Flat	Trajectory
3	Complex	Terrain	Trajectory

で示されるガウス型流跡モデルの計算はケース3である。ケース1, 2は比較のため行った。ケース1は、定常プルーム式で平地に対する煙の拡がり幅  $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$  を用いた

計算である。ケース 2 は (3.13) 式の  $[\sigma_y]_i$ ,  $[\sigma_z]_i$  の代わりに  $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$  を用いた計算である。

煙源高さが地上 125 m, 風が Fig. 3.11 に示す方向に吹く場合のケース 1～3 の計算結果と実験結果の比較を Figs. 3.20～3.22 に示す。これらの図で等値線が計算結果,

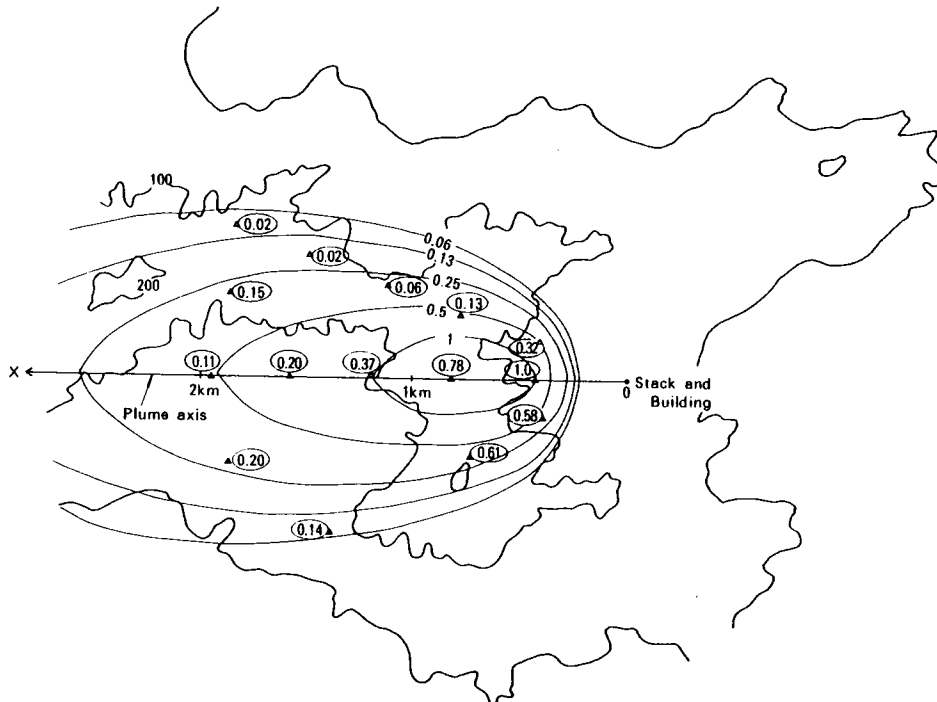


Fig. 3.20 Comparison of calculation result of surface concentrations with field experimental data in presence of the real terrain form model (Case 1).

丸印で囲んだ数値が実験結果を示す。計算結果, 実験結果はともに風下距離 400 m のそれぞれの値で無次元化している。また、これらの図にはプルーム中心軸を示した。なお、Fig. 3.20 は計算結果を単に地形図の上に重ね合わせたものである。

ケース 2, 3 の結果からわかるように、ガウス型流跡モデルを用いることにより、地形による煙軸の歪みを評価できる。また、煙の拡がり幅に地形効果を考慮したケース 3 の結果は、ケース 1, 2 の結果と比べて地形や建屋による大きな拡散を表現し、実験結果の濃度分布とよい一致を示す。ケース 3 について風下軸上の濃度分布を計算



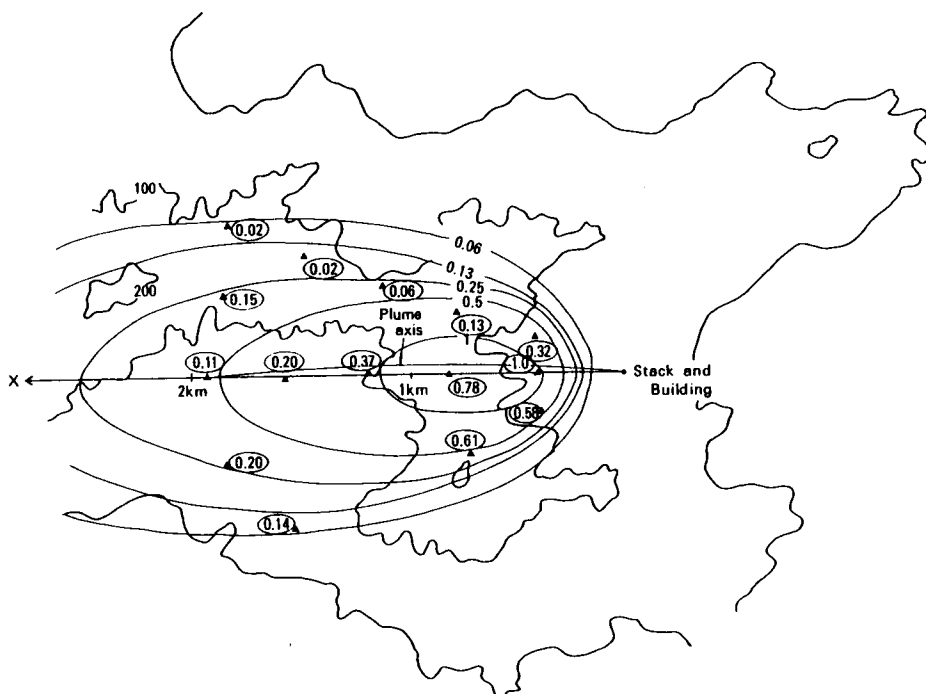


Fig. 3.21 Comparison of calculation result of surface concentration with field experimental data in presence of the real terrain form model (Case 2).

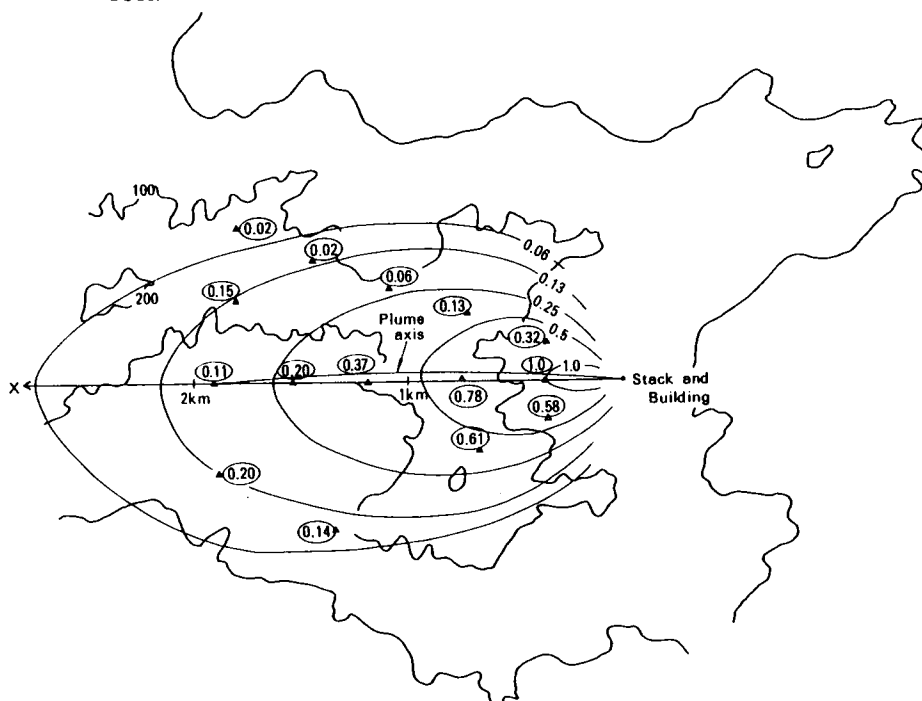


Fig. 3.22 Comparison of calculation result of surface concentrations with field experimental data in presence of the real terrain form model (Case 3).

した結果を実験結果と比較して Figs. 3.23, 3.24に示す。Fig. 3.23 は煙源高さが地上

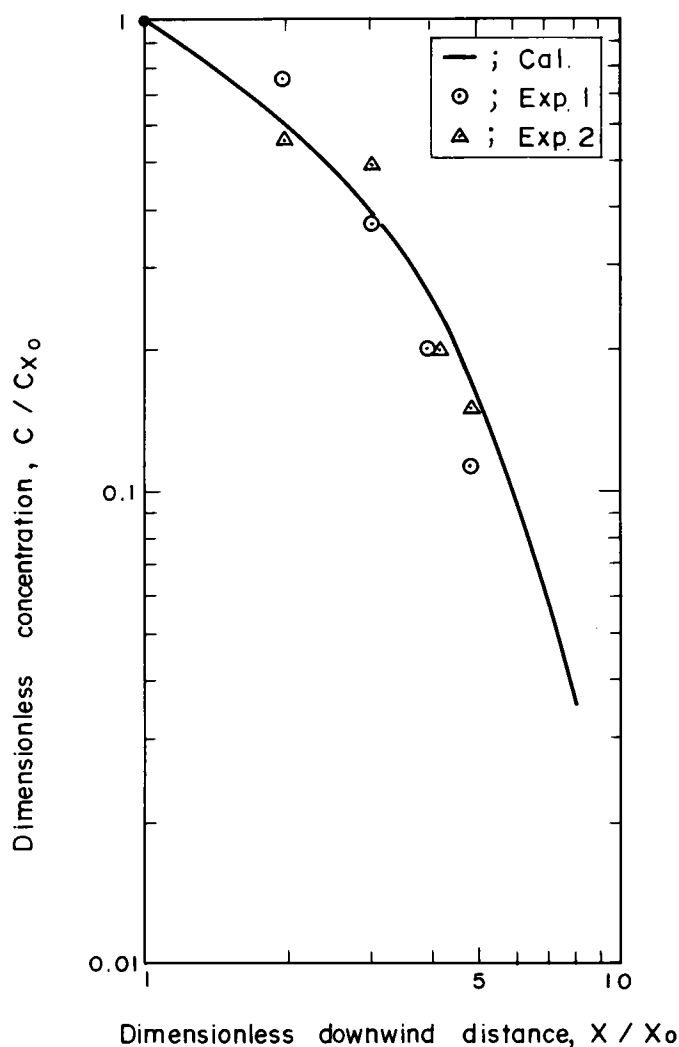


Fig. 3.23 Comparison of calculation result of centerline surface concentrations with field experimental data in presence of the real terrain form model (Stack height=125 m).

125 m, Fig. 3.24は 200 mの結果である。これらの図で風下距離  $x$  は  $x_0 = 400$  mで、濃度  $C$  は  $x_0$  における濃度  $C_{x_0}$  で無次元化している。計算結果は実験結果の拡散特性を比較的よく表わしている。

#### 3.3.4 有限差分法モデルとの比較

拡散方程式を有限差分法で解く方法は、複雑地形が存在する場合の濃度分布を求める最も一般的な方法であり、モデルとしてはガウス型流跡モデルより厳密といえる。

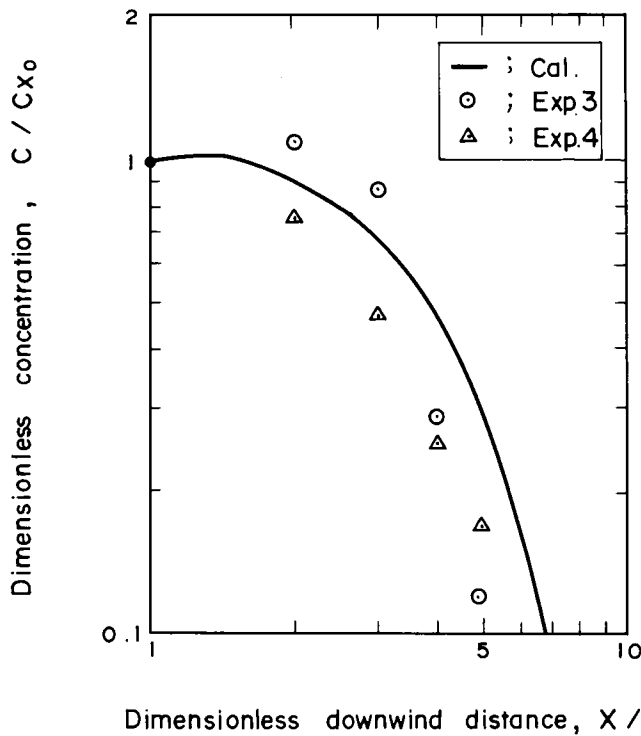


Fig. 3.24 Comparison of calculation result of centerline surface concentrations with field experimental data in presence of the real terrain form model (Stack height = 200 m).

そこで、本節ではガウス型流跡モデルの計算結果の評価を有限差分法によるモデルの計算結果と比較することによって行う。ただし、有限差分法による計算も、地形境界の模擬やメッシュ分解能の制限、数値解法上の誤差を伴うため、両モデルの比較によって得られる評価は厳密なものではなく一応の目安といえる。

拡散方程式を有限差分法で解くモデルは1章で述べたように幾つか提案されているが、本節ではLantzら<sup>[7]</sup>の方法を用いた。支配方程式は次の拡散式である。

$$\begin{aligned} \frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} + w \frac{\partial C}{\partial z} \\ = -\frac{\partial}{\partial x} \left( K_x \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_y \frac{\partial C}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) + Q \end{aligned} \quad (3.17)$$

ここで、

$C$  : 濃度 ( $\text{m}^3/\text{m}^3$ )

$x, y, z$  : 風下方向, 水平方向, 鉛直方向の座標 (m)

$t$  : 時間 (s)

$u, v, w$  :  $x, y, z$  方向の風速成分 (m/s)

$K_x, K_y, K_z$  :  $x, y, z$  方向の拡散係数 ( $\text{m}^2/\text{s}$ )

$Q$  : 発生源強度 ( $\text{m}^3/\text{m}^3 \cdot \text{s}$ )

拡散係数は, 本節の計算では煙の拡がり幅から次式により求める。

$$K = \frac{1}{2} \frac{d(\sigma^2)}{dt} = U \sigma \frac{d\sigma}{dx} \quad (3.18)$$

ここで,  $K$  は  $K_x = K_y, K_z$  で,  $\sigma$  はそれぞれの方向に対応する煙の拡がり幅である。

$U$  は局地的な風速である。

(3.17) 式の差分化は, 時間については前進差分, 移流項については可変空間加重法, 拡散項については中心差分により行う。差分式は次式で表わせる。

$$\begin{aligned} \Delta(K \Delta C)_{ijk}^{n+1} - \Delta_y(v A_y C)_{ijk}^{n+1} - \Delta_z(w A_z C)_{ijk}^{n+1} \\ + V_{ijk} Q_{ijk} = \Delta_x(u A_x C)_{ijk}^{n+1} + \frac{V_{ijk}}{\Delta t} (C_{ijk}^{n+1} - C_{ijk}^n) \end{aligned} \quad (3.19)$$

ここで,

$$\begin{aligned} \Delta(K \Delta C) &= \Delta_x(K_x \Delta_x C) + \Delta_y(K_y \Delta_y C) + \Delta_z(K_z \Delta_z C) \\ \Delta_y(K_y \Delta_y C) &= K_{ij+\frac{1}{2}k} (C_{j+1} - C_j)_{ik} - K_{ij-\frac{1}{2}k} (C_j - C_{j-1})_{ik} \\ K_{ij+\frac{1}{2}k} &= (K_y \Delta x \cdot \Delta z / \Delta y)_{ij+\frac{1}{2}k} \\ &(\Delta_x(K_x \Delta_x C), \Delta_z(K_z \Delta_z C) \text{ についても同様}) \end{aligned}$$

$$A_y = \Delta x \cdot \Delta z$$

( $A_x, A_z$  についても同様)

$$\begin{aligned} \Delta_y(v A_y C) &= (v A_y)_{j+\frac{1}{2}} \{ \alpha C_j + (1-\alpha) C_{j+1} \} \\ &\quad - (v A_y)_{j-\frac{1}{2}} \{ \alpha C_{j-1} + (1-\alpha) C_j \} \end{aligned}$$

$\alpha$  = 重み係数

( $\Delta_z(w A_z C), \Delta_x(u A_x C)$  についても同様)

$$V_{ijk} = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)_{ijk}$$

$$Q_{ijk} = \text{発生源強度}$$

$$n = \text{時間ステップの指標}$$

$$i, j, k = x, y, z \text{ 方向の指標}$$

$\Delta t$  = 時間ステップ

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$  = 空間メッシュサイズ

(3.19) 式は  $y$  方向,  $z$  方向に半時間ステップずつ進める ADI法 (Alternating Direction Implicit Method = 交互方向陰解法, 例えば文献(18), (19)など) によって解く。係数を整理して書き直すと次式ようになる。

$$\begin{aligned} c_{ijk}^1 C_{ijk-1}^{n+\frac{1}{2}} + (c_{ijk}^2 - \lambda_{ijk}) C_{ijk}^{n+\frac{1}{2}} + c_{ijk}^3 C_{ijk+1}^{n+\frac{1}{2}} \\ = -c_{ijk}^4 C_{ij-1k}^n - (c_{ijk}^5 + \lambda_{ijk}) C_{ijk}^n - c_{ijk}^6 C_{ij+1k}^n - c_{ijk}^7 \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} c_{ijk}^4 C_{ij-1k}^{n+1} + (c_{ijk}^5 - \lambda_{ijk}) C_{ijk}^{n+1} + c_{ijk}^6 C_{ij+1k}^{n+1} \\ = -c_{ijk}^1 C_{ijk-1}^{n+\frac{1}{2}} - (c_{ijk}^2 + \lambda_{ijk}) C_{ijk}^{n+\frac{1}{2}} - c_{ijk}^3 C_{ijk+1}^{n+\frac{1}{2}} - c_{ijk}^7 \end{aligned} \quad (3.21)$$

ここで,

$c_{ijk}^1 \sim c_{ijk}^7 = (3.19)$  式を (3.20), (3.21) 式に書き直したときの係数

$$\lambda_{ijk} = \frac{2V_{ijk}}{\Delta t}$$

(3.20), (3.21) 式は 3 項方程式で表わされ, これらの式はガウスの消去法によって解くことができる。なお, 差分化のメッシュ分割は,  $\Delta x = \Delta y = 250$  m,  $\Delta z = 100$  m,  $\Delta t = 60$  s で行った。また, 時間ステップの繰り返し数は 240 回である。このとき, 本節の計算では次式で表わされる収束判定指標は  $10^{-4}$  以下となった。

$$\epsilon = \frac{\max_{i,j,k} |C_{ijk}^{n+1} - C_{ijk}^n|}{\max_{i,j,k} |C_{ijk}^{n+1}|} \quad (3.22)$$

差分法で拡散方程式を解く場合, 発生源強度は煙源が存在するボックス内の平均濃度として扱われるため, 点源放出の計算には人工的な初期拡散が生じる。また, ある点の濃度もボックス内で平均化される。そこで, 本節の計算でとったメッシュ分割によるこの影響を調べるため, 平地に対する拡散計算を行い, 定常プルーム式によって計算した結果と比較した。定常プルーム式による計算は次式でなされる。

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_zU} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left\{ \exp\left\{-\frac{(z-H_s)^2}{2\sigma_z^2}\right\} + \exp\left\{-\frac{(z+H_s)^2}{2\sigma_z^2}\right\} \right\} \quad (3.23)$$

計算条件は煙源高さ  $H_s$  が 150 m, 風速, 発生源強度が単位量である。拡散係数は Figs.3.16, 3.17 の平地に対する煙の拡がり幅から求めた。有限差分法 (FDM) および定常プルーム式 (Plume Model) による地表煙軸上の濃度分布の計算結果を Fig. 3.25 に示す。有限差分法による計算の風下第 1 メッシュ ( $x = 250$  m) では, 体積煙源と

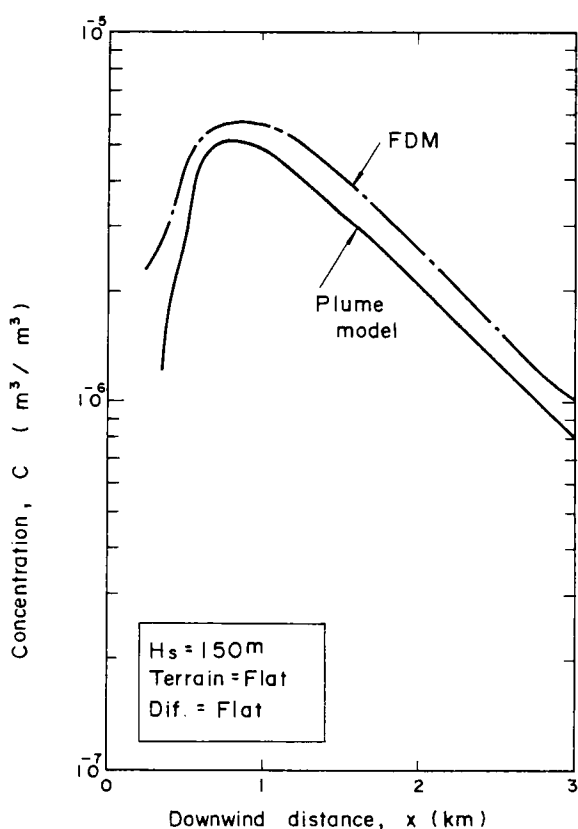


Fig. 3.25 Comparison of FDM model with Gaussian plume model (downwind direction).

して扱ったことによる大きな初期拡散の影響がみられる。しかし, 風下第 2 メッシュ以降は初期拡散やボックス内平均濃度として扱うことの影響が小さくなり, 有限差分法の計算結果は定常プルーム式の計算結果に比べて 2 割程度高い値を示すに過ぎない。Fig. 3.26 は, 両モデルによって計算した風下 1000 m における地表の水平方向濃度分布の比較を示している。両者はほぼ一致している。以上のことから, 本節の有限差分法による計算は, メッシュ分解能は多少粗いかも知れないが, 風下 500 m 以遠ではほぼ妥当な結果を示すといえる。

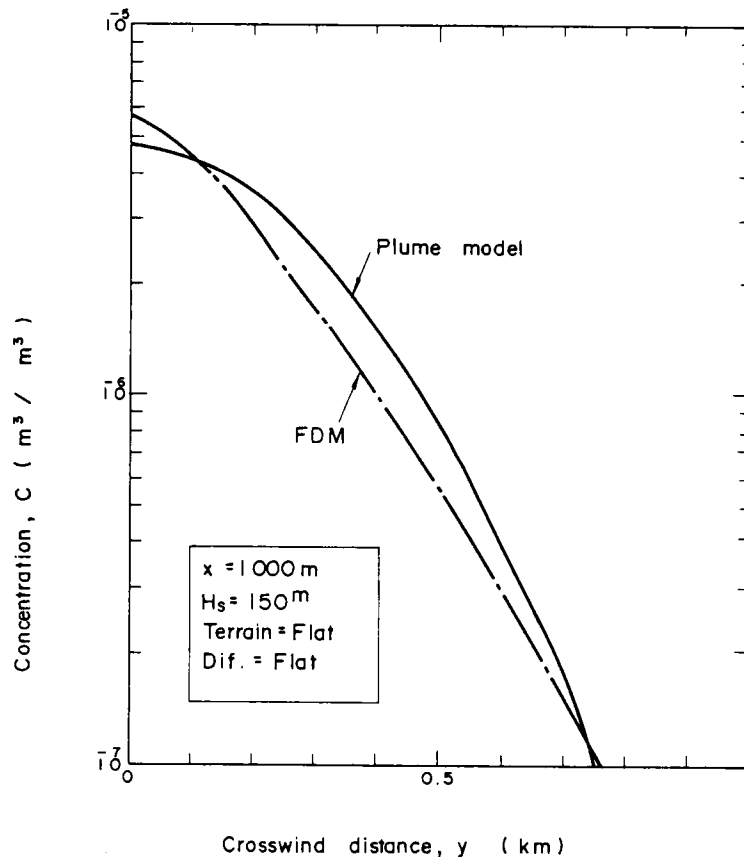


Fig. 3.26 Comparison of FDM model with Gaussian plume model (crosswind direction).

次に、Fig. 3.11に示す地形を対象に風の場合、拡散計算をポテンシャル流モデル (IPFM)ーガウス型流跡モデル (TRM)、擬似ポテンシャル流モデル (IQPFM)ーガウス型流跡モデル (TRM)、ポテンシャル流モデル (IPFM)ー有限差分法モデル (FDM) の組み合わせで行い、それぞれの計算結果を比較する。Figs. 3.27, 3.28は各組み合わせで計算した地表煙軸上濃度分布を示している。計算条件は、煙源高さ  $H_s$  が地上 125 m, 200 m, 発生源強度が単位量である。風向はFig. 3.11に示されており、風速の上流境界条件は IPFM では 1 m/s, IQPFM では  $u = \left(\frac{z}{320}\right)^{0.17}$  m/s である。拡散係数はFigs. 3.16, 3.17の地形が存在する場合の煙の拡がり幅から求めた。

風の場合計算に IPFMを用いた場合、ガウス型流跡モデルと有限差分法モデルの計算結果の間には、最大で 1.5 倍程度の差がみられる。しかし、両モデルの計算結果の差の原因には、ガウス型流跡モデルが煙軸のまわりに濃度分布を正規分布させるという

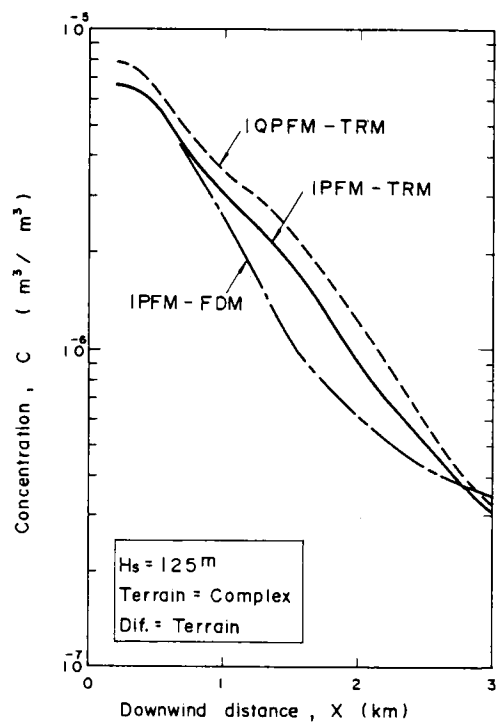


Fig. 3.27 Comparison of Gaussian plume trajectory model with FDM model (1).

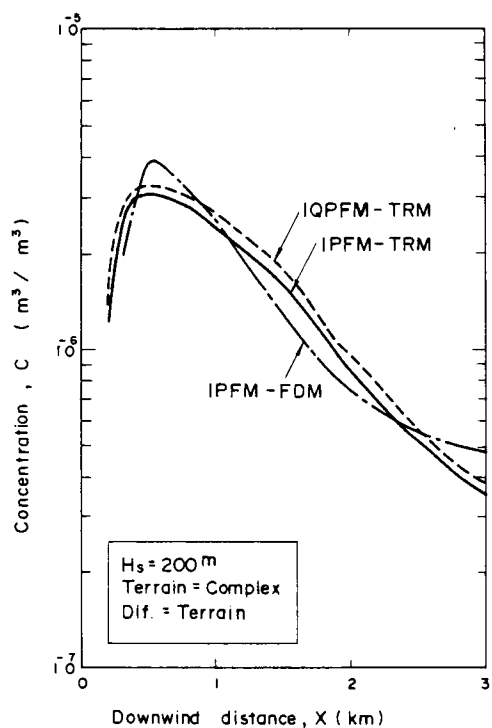


Fig. 3.28 Comparison of Gaussian plume trajectory model with FDM model (2).



簡略化を行っていることの他に、有限差分法モデルにおいても地形境界をブロックで模擬したり、地表濃度をメッシュ分割したボックス内平均で扱ったりすることも含まれる。このことを考慮すると、今回対象とした地形については、ガウス型流跡モデルの計算結果は有限差分法モデルによる計算結果との比較においてはほぼ妥当だといえる。なお、風の場合計算に IQPFMを用いた計算結果は、地表近くの風速の低減の分だけ濃度が高く評価されている。

### 3.4 ま と め

拡散係数に地形効果を考慮する 2 通りの方法について検討した。1 つは、2 章で開発したポテンシャル流モデル (IPFM)、擬似ポテンシャル流モデル (IQPFM) の計算結果として得られる地形によって歪んだ流線の収縮、拡張と拡散係数を対応づける方法である。この方法を用いて、単純地形が存在する場合の拡散評価を行ったところ、得られた結果は風洞実験の結果の定性的な特徴をよく表わした。しかし、乱れのスケール、減衰、伝播など特に地形が複雑になった場合にそれらをどのように評価するかといった問題があり、本方法を用いて計算した濃度値だけで拡散現象を議論するには検討すべき点が多い。現時点では、本方法を用いて計算した結果を逆に風洞などの実験結果に合わせることによって、地形が存在する場合の拡散メカニズムや拡散係数を評価するのに利用できる。

地形効果を含んだ拡散係数を評価するもう 1 つの方法は、風洞実験で測定した濃度分布から正規分布を仮定した煙の拡がり幅を推定するものである。この方法は、濃度分布に正規分布を仮定する点はあるが、現在のところ最も実用的と思われ、複雑地形が存在する場合の拡散評価にも適用できる。

複雑地形を対象とした拡散モデルとして、本章では後者の方法を用いて評価した煙の拡がり幅を組み込んだガウス型流跡モデルを提案した。このモデルで、煙の流跡は IPFM, IQPFM の計算結果として得られる流線から評価される。このガウス型流跡モデルの計算結果は、野外模型実験の結果および有限差分法による拡散モデルの計算結果とよい一致を示した。本章の結果は、ガウス型流跡モデルでも拡散パラメータや煙の流跡の評価を合理的に行えば、複雑地形が存在する場合の拡散評価にも充分適用可能なことを示している。

## 参 考 文 献

- (1) 市川陽一，四方浩，通地克三，地形影響を考慮した気流及び排ガス拡散の数値モデルの開発(1)―速度ポテンシャル・流線空間での移流および拡散―，電力中央研究所研究報告 281012，電力中央研究所，1981.
- (2) 通地克三，市川陽一，駒林理一，排ガス拡散に及ぼす地形影響―2次元尾根型模型による実験的検討―，電力中央研究所研究報告 284010，電力中央研究所，1984.
- (3) Stümke, H., Berücksichtigung vereinfachter Geländetypen bei der Berechnung der Turbulenten Ausbreitung von Schornsteingasen, Staub 24.5, pp175~182, 1964.
- (4) Bürger, W., Ein Verfahren zur Berücksichtigung des Einflusses von Gebäuden auf die Schadgasausbreitung in der Atmosphäre, Staub 24.6, pp223~228, 1964.
- (5) Puttock, J.S. and J.C.R. Hunt, Turbulent Diffusion from Sources near Obstacles with Separated Wakes ―Part I, An Eddy Diffusivity Model, Atmospheric Environment 13, pp1~13, 1979.
- (6) 日野幹雄，排煙濃度分布に関する数値解析 I―差分近似による方法―，電力中央研究所技術研究所報告 65058，電力中央研究所，1966.
- (7) Hunt, J.C.R. and P.J.Mulhearn, Turbulent Dispersion from Sources near Two-Dimensional Obstacles, J.Fluid Mech. 61.2, pp245~274, 1973.
- (8) 市川陽一，濃度，線量評価手法の実用化検討(1)―複雑地形を対象としたガウス型流跡モデル―，電力中央研究所研究報告 284048，電力中央研究所，1985.
- (9) Woodard, K. and T.E.Potter, Modification of the Reactor Safety Consequences Computer Program (CRAC) to Include Plume Trajectories, ANS Transactions 33, pp193~194, 1979.
- (10) Start, G.E. and L.L.Wendell, Regional Effluent Dispersion Calculations Considering Spatial and Temporal Meteorological Variations, National Oceanic and Atmospheric Administration, NOAA Technical Memo. ERL ARL-44, Silver Springs, MD, 1974.

- (11) Powell, D.C., H. L. Hegley and T.D.Fox, MESODIF- II: A Variable Trajectory Plume Segment Model to Assess Ground-Level Air Concentrations and Deposition of Effluent Releases from Nuclear Power Facilities, Battelle Pacific Northwest Laboratory, NUREG/CR-0523 PNL-2419, Richland, WA, 1979.
- (12) Ramsdell, J.V., G.F.Athey and M.Y.Ballinger, Minicomputer Capabilities Related to Meteorological Aspects of Emergency Response, Battelle Pacific Northwest Laboratory, NUREG/CR-2162 PNL-3773, Richland, WA, 1982.
- (13) 岡本汎貴, 大場良二, 岡林一木, 排煙拡散数値シミュレーションモデルの開発, 三菱重工技報 21.5, pp60~67, 1984.
- (14) 長沢伸也 他, 起伏のある地形上における大気汚染予測システムに関する研究 (II) - 拡散モデル -, 大気汚染学会誌 19.6, pp 430~438, 1984.
- (15) 四方浩, 通地克三, 柿島伸次, 原子炉施設からの放出ガス拡散に関する風洞実験とその解析法, 電力中央研究所研究報告278031, 電力中央研究所, 1979.
- (16) 朝倉一雄, 四方浩, 気象条件が時間変化する場合の排煙拡散計算手法, 電力中央研究所技術第一研究所報告73076, 電力中央研究所, 1974.
- (17) Lantz, R. B., R. C. McCulloch and R. K. Agrawal, The Use of Three-Dimensional Numerical Air Pollution Models in Planning Plant Location, Design and Operation, J. Canadian Petroleum Technology, pp18~25, 1972.
- (18) Mitchell, A. R., Computational Methods in Partial Differential Equations, J. Wiley and Sons, Ltd., 1969.
- (19) G.D. スミス (藤川洋一郎訳), 電算機による偏微分方程式の解法, サイエンス社, 1974.

## 第 4 章 風の場合，拡散モデルの実用化の検討

### 4.1 概 説

工場，発電所等から放出される大気汚染物質の濃度を評価するため，多くの風の場合，拡散モデルが提案されている。それら数値モデルの中には，特別気象観測やトレーサー実験などを行って得たデータを用いたり，大型の電子計算機的能力を十分に活用しなければ計算ができないものもある。そのような数値モデルは，移流，拡散現象を支配する多くの要因を考慮できるとしても実用性に欠ける。本章では，ルーチン的な観測データを用いて迅速に濃度評価を行う必要のある大気環境監視システムへの適用という面から，風の場合，拡散モデルの実用性について検討を行う。

工場，発電所等の稼動に当っては，それら施設から放出される大気汚染物質が周辺地域，住民に重大な影響を及ぼさないように適切な対策をたてる必要がある。大気環境監視システムはその対策の1つで，気象や煙源，環境モニタリングデータをもとに周辺地域の大気汚染物質の濃度を評価し，施設やその地域の責任者に影響の有無を判断させる材料を提供するものである。そのようなシステムは，事故的な大気汚染物質の放出や通常稼動時でも高濃度汚染を起こす特異気象条件下では，周辺住民の安全を確保する上で重要な役割を果す。大気環境監視システムの必要性は，漏洩した場合の社会的な影響が大きな放射性物質や毒性の化学物質を扱う施設，それらの輸送事業において大きい。本論文では，それらのうち特に原子力発電所の放出事故時を対象とする。

原子力発電所から放射性物質が大気環境へ放出される事故は，発生の可能性としては非常に小さい。特にわが国では，安全性については十分な対策がとられている。しかし，原子力発電所の安全性確保，信頼性向上のためには，放出事故時のような緊急時に大気環境を監視し，適切な対策をとれる方法を準備する必要がある。原子力発電所の緊急時大気環境監視システム（以後，緊急時システムと呼ぶ）は，現在米国<sup>(1), (2)</sup>の幾つかの機関で既に稼動しており，欧州およびわが国でも開発が進められている。

例えば，米国のローレンス・リバモア国立研究所では，1972年から緊急時システム ARAC (Atmospheric Release Advisory Capability) の研究，開発を始めており，既に放出事故時の対応，事故後の影響評価，訓練の実績をもつ<sup>(3)</sup>。わが国では，1979年

3月末から4月の初めに起こったスリーマイルアイランド（TMI）2号炉事故が契機となり、日本原子力研究所（原研）を中心に緊急時関連の安全研究が始まっている<sup>(4)</sup>。

緊急時システムは、気象や放射線、放射能のデータ収集およびモニタリングシステム、濃度、線量評価システム、避難対策および地域管理システムにより構成される（Fig. 4.1）。各サブシステムは新しい技術や知見により更新されるべきものである。

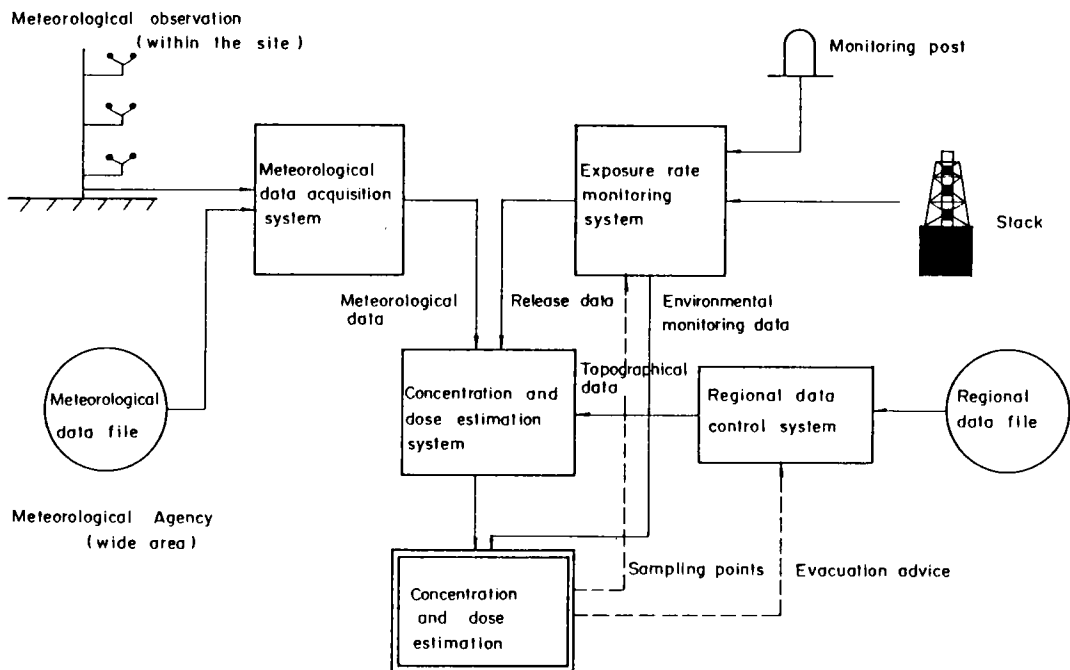


Fig. 4.1 Emergency assessment and response system.

例えば、リモートセンシング技術を利用した気象観測手法、より高レンジを対象とした放射線、放射能強度の測定機器、より合理的、実用的に濃度、線量を評価する計算モデル、最新のディスプレイ技術を駆使した入出力および地域情報の表示方法などは今後一層開発を進める価値のあるものと思われる。

本論文では、2章、3章で風の場合モデル、拡散モデルの開発を行ってきた。さらに、それらのモデルを緊急時の濃度、線量評価システムへ適用することを考えている。本章では、緊急時への適用という立場にたち、本論文で開発した計算モデルの使い易さ、応答性といった実用性について、既に提案されている代表的な計算モデルと比較を行

うことにより検討した。また、風の場合、拡散モデルを被曝線量計算モデルと結合し、現時点で最も合理的、実用的と思われる濃度、線量評価手法の提案を行った。

なお、本章で対象とする領域は、防災対策上特に重要となる原子力発電所から半径10km程度（文献<sup>(5)</sup>では8～10kmとしている）とする。

## 4.2 実用的な濃度評価手法の作成

### 4.2.1 計算モデル

検討を行う風の場合モデルとして、2章で開発したポテンシャル流モデル（IPFM）、擬似ポテンシャル流モデル（IQPFM）の他に、MATHEWモデル<sup>(6)</sup>、Smagorinsky-Deardorffモデル<sup>(7), (8)</sup>（S-Dモデル）を選んだ。MATHEWモデルは、現在ローレンス・リバモア国立研究所のARACシステムで使われており、原研のシステムで用いられる風の場合モデルのもとにもなっている。IPFM、IQPFMはポテンシャル流、MATHEWモデルは客観解析法にもとづいているが、S-DモデルはNavier-Stokesの運動方程式を数値解法するモデルの代表として選んだ。

拡散モデルとしては、3章で開発したガウス型流跡モデルの他に、セル内粒子モデルのADPIC<sup>(9)</sup>、拡散方程式の一般的な解法である有限差分法にもとづくモデルを選んだ。ADPICモデルは、ARACシステムで使われており、原研のシステムで用いられる拡散モデルにも利用されている。

上記モデルのうち、本論文で開発したIPFM、IQPFM、ガウス型流跡モデルの他にMATHEWモデルについては2.3.4節で既に述べた。また、有限差分法にもとづく拡散モデルはLantzらのもので、これについては3.3.4節で述べた。本節ではS-Dモデル、ADPICモデルについて説明を行う。

#### (a) Smagorinsky-Deardorff モデル（S-D モデル）

このモデルの支配方程式は、Navier-Stokesの運動方程式（N-S式）を格子網平均流に書き直した運動の式である。ある従属変数 $r(x,y,z,t)$ の格子網スケールの平均演算子はトップハットフィルタリングの概念を用いて次式のオーバーバー記号 $\bar{(\quad)}$ によって定義される。

$$\bar{r}(x, y, z, t) = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{-1} \int_{x-\frac{1}{2}\Delta x}^{x+\frac{1}{2}\Delta x} \int_{y-\frac{1}{2}\Delta y}^{y+\frac{1}{2}\Delta y} \int_{z-\frac{1}{2}\Delta z}^{z+\frac{1}{2}\Delta z} r(\xi, \eta, \zeta, t) d\xi d\eta d\zeta \quad (4.1)$$

ここで、 $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$ はそれぞれ  $x$ ,  $y$ ,  $z$ を表わすダミー変数,  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ は格子間隔である。 $r$ は風速成分  $u, v, w$ に相当し, 平均値  $\bar{r}$ と変動分  $r'$ の和で表わす。圧力  $P$ については, 水平面の平均値  $\langle P \rangle$ と変動分  $p'$ との和で表わす。風速成分, 圧力を  $N-S$ 式に代入し, 平均化操作を行う。乱れの2次モーメント (サブグリッドスケール Reynolds 応力) については分子運動のアナロジーである Boussinesq の渦動粘性係数の考え方をを用いる。こうして, 格子網平均流に関する運動方程式が次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} &= \bar{Q}_u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x} \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} &= \bar{Q}_v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial y} \\ \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} &= \bar{Q}_w - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \bar{Q}_u &= - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}^2) - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u} \bar{v}) - \frac{\partial}{\partial z} (\bar{u} \bar{w}) - \frac{\partial}{\partial x} (k_{11} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}) \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial y} (k_{12} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + k_{12} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (k_{13} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + k_{13} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}) + \nu \nabla^2 \bar{u} \\ \bar{Q}_v &= - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} \bar{v}) - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}^2) - \frac{\partial}{\partial z} (\bar{v} \bar{w}) + \frac{\partial}{\partial x} (k_{12} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + k_{12} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial y} (k_{22} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (k_{23} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + k_{23} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y}) + \nu \nabla^2 \bar{v} \\ \bar{Q}_w &= - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} \bar{w}) - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} \bar{w}) - \frac{\partial}{\partial z} (\bar{w}^2 - \langle w^2 \rangle) \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x} (k_{13} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + k_{13} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (k_{23} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + k_{23} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y}) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial z} (k_{33} \left| \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right| - \langle k_{33} \left| \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right| \rangle) + \nu (\nabla^2 \bar{w} - \langle \nabla^2 \bar{w} \rangle) - g \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

(4.2), (4.3) 式で  $\rho$  は密度,  $\nu$  は動粘性係数,  $g$  は重力の加速度,  $\langle \rangle$  は水平面での平均,  $k_{ij}$  ( $i, j = 1 \sim 3$ ) は格子網スケールの渦係数を表わす。(4.2) 式を数値的

に解いて流れ場が求まるが、この解が連続の式を満足しなければならない。日野ら<sup>(10)</sup>は Hirt と Cook の反復法<sup>(11)</sup>を用いて圧力  $\bar{p}'$  を求め、あわせて  $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$  を修正している。

#### (b) ADPIC モデル

ADPIC (Atmospheric Diffusion Particle-in-Cell) モデルは、米国のロス・アラモス研究所で流体力学の計算のために開発されたセル内粒子モデル<sup>(12)</sup>を大気拡散の解析に適用したものである。このモデルでは、大気汚染物質を多数の粒子で表わし、それら粒子の空間に区切ったセル間の移動を追跡することによって濃度分布を求める。支配方程式は次の拡散方程式である。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U_A \nabla C = \nabla (K \nabla C) \quad (4.4)$$

ここで、 $C$  は濃度、 $K$  は拡散係数、 $U_A$  は移流速度である。なお、発生源を表わす項は省略した。連続の式

$$\nabla U_A = 0 \quad (4.5)$$

を用いると (4.4) 式は次式のように書ける。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \left[ C \left( U_A - \frac{K}{C} \nabla C \right) \right] = 0 \quad (4.6)$$

ここで、拡散速度  $U_D$  と擬似速度  $U_P$  を次式で定義する。

$$\left. \begin{aligned} U_D &\equiv -\frac{K}{C} \nabla C \\ U_P &\equiv U_A + U_D \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

(4.7) 式より (4.6) 式は次式で表わせる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \cdot (C U_P) = 0 \quad (4.8)$$

濃度分布は汚染物質を表わす粒子の位置から計算されるが、粒子位置を求めるのにオイラー的なものとラグランジュ的なもののハイブリッドなステップが踏まれる。

オイラー的ステップ 各セルで与えられた濃度  $C$  から拡散速度  $U_D$  を計算する。風の場合モデルで計算された移流速度  $U_A$  を  $U_D$  に加えて各セルのコーナーで擬似速度  $U_P$  を求める。

ラグランジュ的ステップ 新しい粒子位置座標  $R_{T+\Delta T}$  を  $\Delta T$  時間前の粒子位置座



標  $R_T$  から次式により求める。

$$R_{T+\Delta T} = R_T + U_p \cdot \Delta T \quad (4.9)$$

現時刻における濃度分布  $C$  は対象セル内の粒子を数えることによって得られる。

#### 4.2.2 計算モデルの実用性の比較

##### (a) 風の間モデルと拡散モデルの結合性

大気環境監視システムでは、風の間と濃度の計算を一貫して行う必要がある。そのため、前節でとりあげた4つの風の間モデルと3つの拡散モデルをそれぞれ結合した各組み合わせについて実用性の検討を行う必要がある。しかし、風の間モデルには、その計算出力の形態によって結合に適した拡散モデルが存在する。ADPICや有限差分法のモデルは格子点における風ベクトルが必要となるため、それらを計算できる風の間モデルと結合しなければならない。ガウス型流跡モデルは煙が流れていく地点の風ベクトルさえ求めればよいが、その地点は格子状に区切った点と一致しない。そのため、任意地点の風ベクトルが求まる風の間モデルが必要となる。このような風の間モデルと拡散モデルの結合性を、単純地形を対象にした風の間モデルの計算から調べた。

風の間モデルの計算は、2章で示した2つならんだ3次元ガウス分布型地形を対象に行った。Table 4.1は、各モデルで計算を実行するのに必要な時間や得られる出力な

Table 4.1 Comparison of the wind field calculations  
for double Gaussian form models.

Model	Type	CPU* Time (s)	Region Size (M B)	Output of Wind Velocities	Calculation Conditions	
					Calculation Points	Estimation Time
Smagorinsky- Deardorff	Navier-Stokes	ab 30	ab 1.7	grid points	20,944	1 s
MATHEW	Objective Analysis	ab 3	ab 0.6	grid points	3,927	1 Time
IPFM	Potential Flow	ab 3	< 0.3	grid points arbitrary points	ab 9,000	1 Time
IQPFM	Quasi-Potential Flow	ab 3	< 0.3	grid points arbitrary points	ab 300	1 Time

\* on Fujitsu FACOM M-200

どについてまとめたものである。計算は富士通 FACOM M-200 により行われている。なお、以後計算時間等の評価は特に断らない限りこの計算機により行う。

各モデルとも格子点の風ベクトルが計算できるため、ADPICや有限差分法のモデルと結合することができる。しかし、緊急時に用いる応答性といった面から考えると必ずしもそのようなことはいえない。原子力発電所から半径10km程度を対象範囲とすると、水平方向には20km × 20kmの計算領域をとる必要がある。鉛直方向には1 kmを考える。このような領域で拡散評価を行うには、メッシュ分解能として水平方向に250～500 m，鉛直方向に50～100 m必要である。この場合、格子点数としては数万～10数万点必要となる。格子点数が増加すれば、計算時間はそれにともなって増加する。その関係は比例まではいかなくても、5割位は増加するだろう(例えば Fig. 4.2<sup>(13)</sup> 参照)。

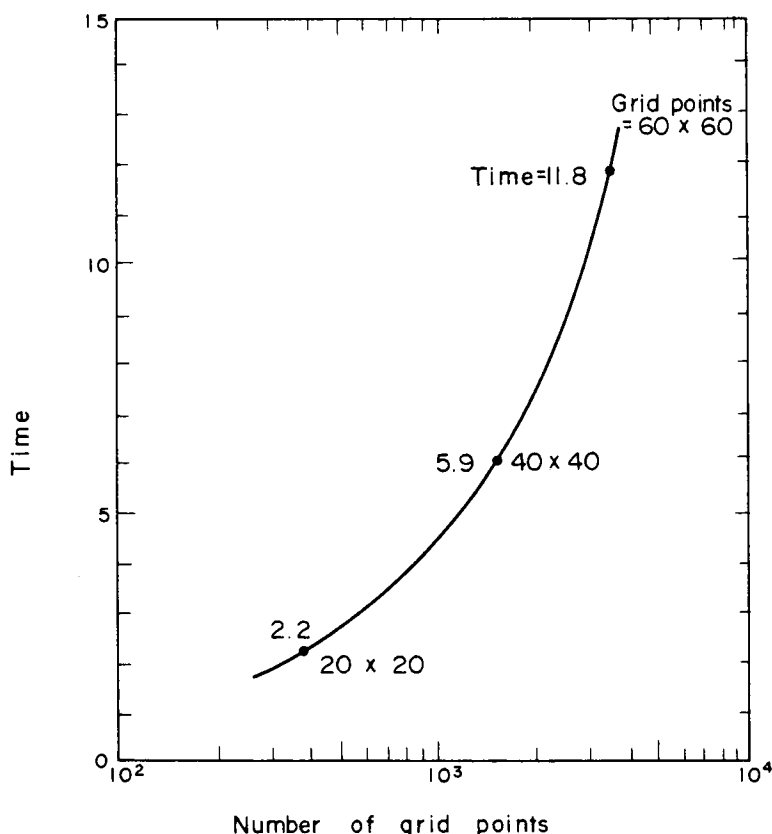


Fig. 4.2 Relation between number of grid points and computer time required.<sup>(13)</sup>

また、Table 4.1 で S-D モデルの計算時間の評価は実時間 1s 当りにについて行っているが、他のモデルに合わせるには最低20倍程度（対象領域の風下方向の距離を風速で除した値）する必要がある。このように考えると S-D モデルや IQPFMで拡散計算に必要な格子点の風ベクトルを計算するには、数 min~10min のオーダーの計算時間が必要となり現実的でない。MATHEWモデルや IPFM では 10s~1min 程度の短時間で 1 ケース分の計算ができる。

IPFM と IQPFM はたとえ 1 点でも任意の点の風ベクトルを求めることができ、ガウス型流跡モデルと結合するのにも適している。ガウス型流跡モデルの計算に必要な風ベクトルの計算点数は、多くても ADPIC や有限差分法のモデルに必要な点数の数10分の 1 にはならないだろう。このとき、IPFMでは 10 s 以下、IQPFMでは 10 s のオーダーで計算が可能となる。

以上の検討結果から、風の場合モデルと拡散モデルの適切な組み合わせは Table 4.2 に示す 6 つのケースになる。

Table 4.2 Comparison of practicalities of concentration estimation methods.

Wind Field Model	Diffusion Model	CPU* Time (s)	Region Size (MB)	Meteorological Data	Calculation Conditions			
					Region $x \times y$	(km) $z$	Mesh Sizes (m) $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$	Estimation Time
IPFM	Gaussian Trajectory	< 10	< 0.6	1	20 × 20	—	—	100 min after release 10 min interval
IQPFM	Gaussian Trajectory	< 90	< 0.6	1	"	—	—	"
IPFM	FDM	210	1.7	1	10 × 10	1	250 × 250 × 100	1 h 1 Time step
IPFM	ADPIC	90	2.0	1	"	1	"	"
MATHEW	FDM	260	2.6	Many	"	1	"	"
MATHEW	ADPIC	150	2.9	Many	"	1	"	"

\* on Fujitsu FACOM M-200

(b) 計算上の制約

Table 4.2 に示す各組み合わせについて Fig. 4.3 に示す地形を対象に、風の場合、拡

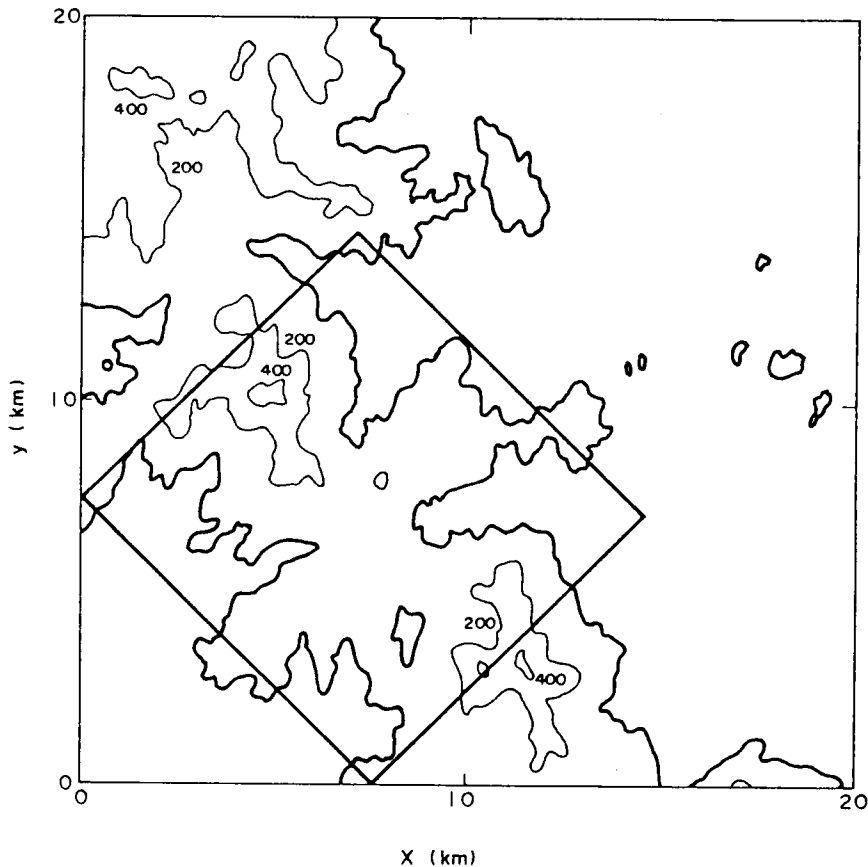


Fig.4.3 The modeling region.

散の一貫計算を行った。計算条件は表に示されている。拡散モデルにADPICや有限差分法(FDM)モデルを用いた場合、計算実行時のリージョンサイズを節約するため、Fig. 4.3 の太線で囲んだ領域だけを対象とした。これは、風向を一定として計算を行ったから可能であったが、大気環境監視システムで用いる場合には、風向が非定常に変化するため全領域を計算モデルに組み込まなければならない。

Table 4.2 には計算に必要な時間、容量が示されている。計算時間は緊急時の応答性という面から、計算容量は計算モデルの使い易さという面から重要である。計算時間の目標としては、本計算で用いた FACOM M-200 が比較的高速の大型計算機であるので、実時間1時間の計算に対して1min以内とする。もちろん、現在でもこの機

種より高速のスーパーコンピューターが実用されており、計算速度の増加は著しいものがある。しかし、緊急時に大型の計算機を必ずしも独占できるとは限らず、実際の運用に当っては専用のミニコンピューターやスーパーミニコンピューターが使用されることになる可能性が大きい。そこで先の基準を一応の目安とする。計算容量もあまり大きくなると計算モデルは使いづらくなる。ミニコンやスーパーミニコンへ適用することも考えると1 MB 以内が適当であると思われる。

FDM モデルや ADPIC モデルを用いた計算では、対象領域が実際の $\frac{1}{4}$ であるから、全領域を対象とした場合には計算時間、容量は Table 4.2 に示した値の4 倍まではいなくとも2 倍位の値にはなるだろう。IPFM, IQPFM を用いた流跡モデルは、実時間1 時間分の計算を計算時間1 min 以内、計算容量1 MB 以下で実行できる。

#### (c) 気象データ

Table 4.2 には、各計算に必要な気象データの個数も示されている。計算に必要な気象データは、取得の可能性、維持、管理などを考えると少なければ少ない方がよい。MATHEWモデルは対象領域内で10～20 点程度の観測データを必要とするが、実際問題としてそのような多数のデータが取得できるかという問題がある。また、たとえ取得できたとしても、大気環境監視システムでは常にデータ管理をする必要がある。それには経済面、運用面で大きな負担がかかる。IPFM は代表1 地点の風向、風速のデータ、IQPFM は代表1 地点の風速の鉛直分布と風向のデータにより地形の影響を含んだ風の空間変動が計算できる。1 地点分の気象データであれば、発電所の気象鉄塔で測定されているものが利用できる。

以上の検討項目(a)～(c)の結果から、風の場合モデルに IPFM または IQPFM, 拡散モデルにガウス型流跡モデルを用いた濃度評価手法は、他の計算モデルの組み合わせに比べて応答性、使い易さなど実用性に富むことがわかる。

#### 4.2.3 濃度評価手法

前節の検討結果にもとづいて、濃度評価には、風の場合モデルにIPFMまたはIQPFM, 拡散モデルにガウス型流跡モデルを用いる。この組み合わせによる濃度評価手法については3 章で述べた。しかし、3 章の計算は定常状態について行ったものである。本節では、大気環境監視システムに適用するという立場から、気象条件の非定常性を考慮する方法について述べる。

(a) プルーム中心軸

実際は非定常に変化する気象条件をモデル上はある時間間隔について定常状態を仮定して扱う。この場合、プルームは Fig. 4.4 に示すようなプルームセグメントに分割

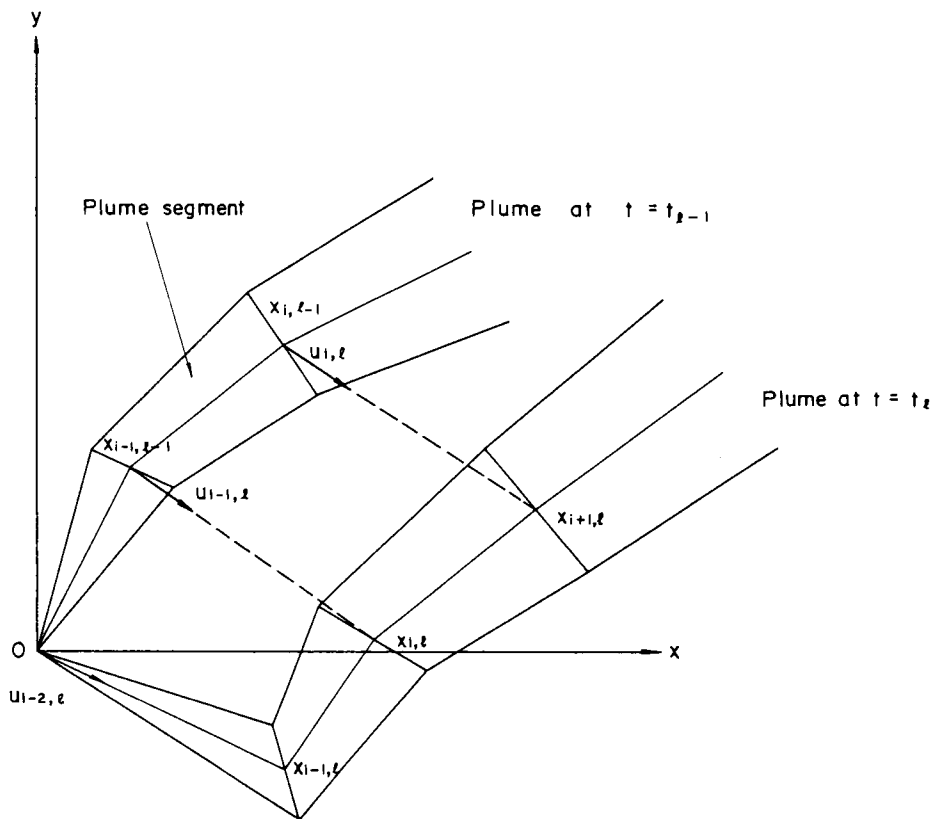


Fig. 4.4 Trajectory of plume segments.

される。プルーム中心軸はプルームセグメントの中心軸の節点の座標から評価できる。節点の座標は次式で求まる。

$$\left. \begin{aligned} x_{i,l} &= x_{i-1,l-1} + u_{i-1,l} \cdot \Delta t \\ y_{i,l} &= y_{i-1,l-1} + v_{i-1,l} \cdot \Delta t \\ z_{i,l} &= z_{i-1,l-1} + w_{i-1,l} \cdot \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

ここで、 $x, y, z$  はプルームセグメントの節点の座標、 $u, v, w$  は風速成分、 $\Delta t$  は定常状態を仮定する時間間隔、添字  $i, l$  はそれぞれプルームセグメントの節点および

時刻を表わす指標である。Fig. 4.4 にはプルームの時間変動が示されている。現実問題として、原子力発電所などで得られる気象データの入力間隔は 10min 程度が限度である。本章の計算では 10min 間の気象の定常性を仮定するが  $\Delta t$  としてはその  $\frac{1}{4}$  の 2.5 min を選んだ。

(b) 煙の拡がり幅

煙の拡がり幅  $\sigma_y, \sigma_z$  を大気安定度の時間変動に対応させて評価するには、Ramsdell ら<sup>(14)</sup> が用いた方法がある。本章では、煙の拡がり幅に及ぼす地形効果を考慮する必要があるため、Ramsdell らの方法を風向の時間変動にも対応できるようにする。

3 章の (3.14) 式で定義した煙の拡がり幅に対する地形修正係数を全風向について求め、風下距離  $x$  と風向  $\theta$  の関数で与える。これを  $k_y(x, \theta)$ ,  $k_z(x, \theta)$  で表わす。地形効果を含んだ煙の拡がり幅は (3.15) 式と同様に大気安定度  $s$  ごとに次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} [\sigma_y(x, \theta, s)]_t &= k_y(x, \theta) \cdot \sigma_y(x, s) \\ [\sigma_z(x, \theta, s)]_t &= k_z(x, \theta) \cdot \sigma_z(x, s) \end{aligned} \right\} \quad (4.11)$$

ここで、 $\sigma_y, \sigma_z$  は Pasquill-Gifford チャート (P-G 線図) から評価される。大気安定度、風向の時間変動に対応した煙の拡がり幅の求め方を Fig. 4.5 に示す点 O → 点 A → 点 B の順に煙が移動した場合を例にとって述べる。点 A における地形効果を考えない煙の拡がり幅は  $\sigma(x_A, s_t)$  で与えられる。 $x_A$  は点 A の風下距離、 $s_t$  は大気安定度を表わす。地形効果を考慮した煙の拡がり幅は (4.11) 式から求まる。即ち、

$$[\sigma(x_A, \theta_t, s_t)]_t = k(x_A, \theta_t) \cdot \sigma(x_A, s_t) \quad (4.12)$$

ここで、 $\theta_t$  は風向を表わす。次に、風向が  $\theta_t$  から  $\theta_{t+2}$  に、大気安定度が  $s_t$  から  $s_m$  に変化し、点 A の煙が点 B に到達した場合を考える。まず、大気安定度  $s_m$  のとき  $[\sigma(x_A, \theta_t, s_t)]_t$  に相当する風下距離を P-G 線図から求める。この距離を  $x'_A$  とする。点 A から点 B の移動距離を  $\Delta L$  として  $\overline{AB}$  間における地形効果を考えない点 B の煙の拡がり幅を P-G 線図から求める。これは、 $\sigma(x'_A + \Delta L, s_m)$  で表わせる。煙の拡がり幅に及ぼす地形効果は、煙の軌跡 (点 A → 点 B) を考慮して決める必要がある。しかし、これをモデル化するのは非常に困難をとまなうため、本計算では点 C → 点 B の効果で代用する。点 B における地形の効果を考慮した煙の拡がり幅は次式で表わせる。

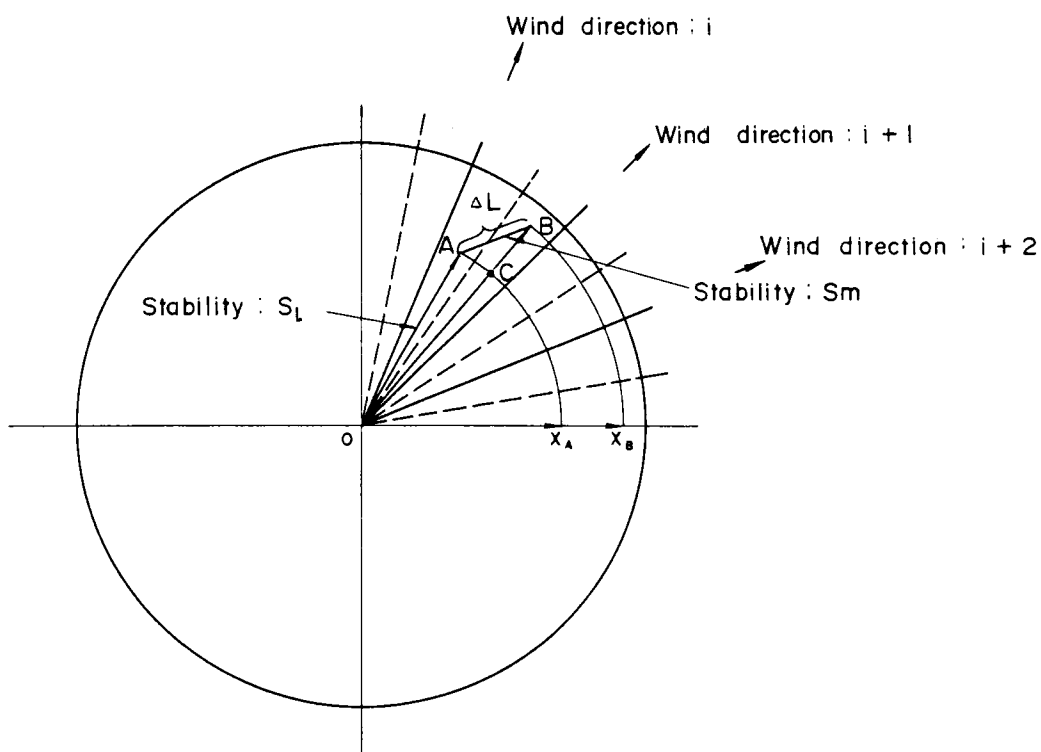


Fig. 4.5 Conceptual representation of plume width calculation.

$$[\sigma(x_B, \theta_{i+1}, s_m)]_t = \alpha \cdot \sigma(x'_A + \Delta L, s_m) \quad (4.13)$$

ここで

$$\alpha = \frac{k(x_B, \theta_{i+1})}{k(x_A, \theta_{i+1})} \quad (4.14)$$

以上を図式的に示すと Fig. 4.6 のようになる。 $\overline{OA}$  間、 $\overline{AB}$  間の煙の拡がり幅は節点 O, A, B における値から内挿して求める。図中、太線が評価される煙の拡がり幅である。



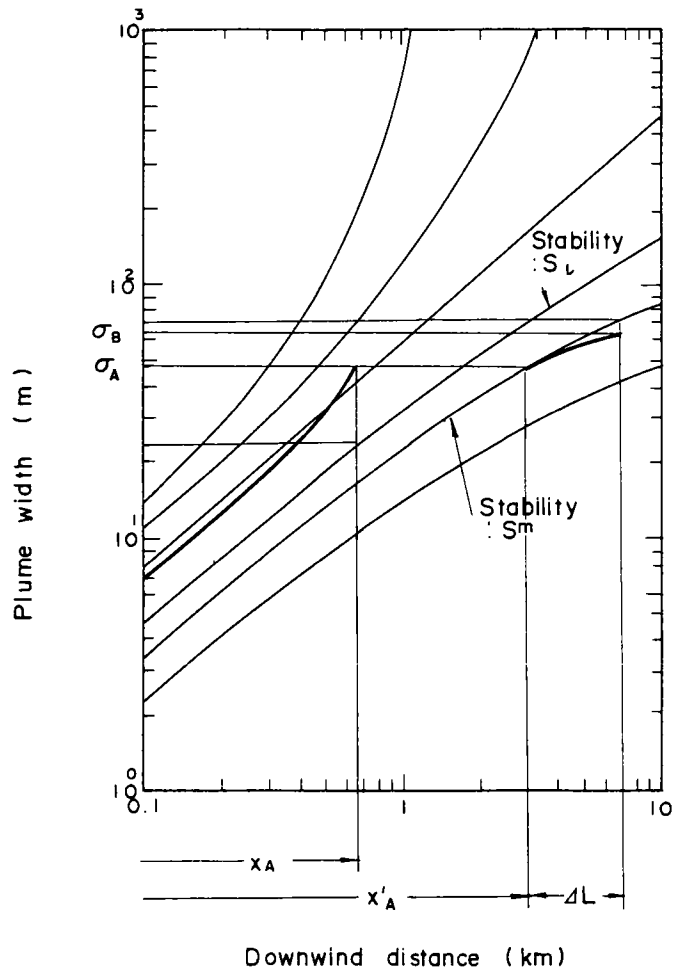


Fig. 4.6 Growth of the plume width during a period with changes in stability and wind direction.

(c) プルーム基準軸

ガウス型流跡モデルでは、プルーム中心軸からの水平距離を決めるためにプルーム基準軸が必要なことは3章で述べた。非定常状態におけるプルーム基準軸は次のように決める。

- i)  $\Delta t$  前の風向に比べて、風向変化が  $90^\circ$  以内のとき (Fig. 4.7 (a)参照)

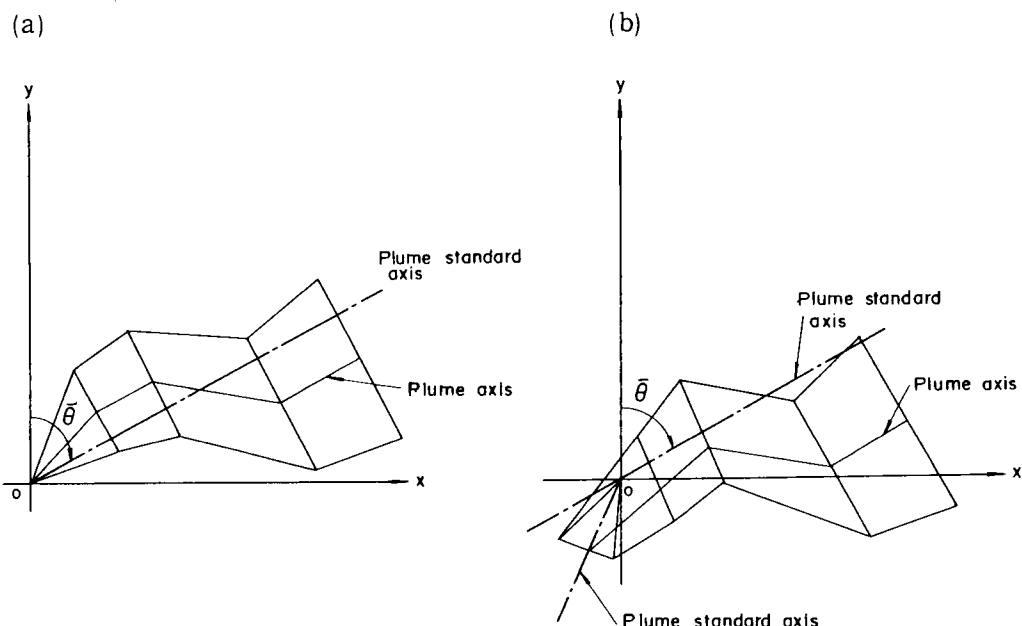


Fig. 4.7 Determination of plume standard axes.

$$\left. \begin{array}{l} \sum_{i=1}^n v_i \approx 0 \text{ のとき } \bar{\theta} = \tan^{-1} \frac{\sum_{i=1}^n u_i}{\sum_{i=1}^n v_i} \\ \sum_{i=1}^n v_i = 0 \text{ のとき } \bar{\theta} = \frac{\pi}{2} \end{array} \right\} \quad (4.15)$$

ここで、 $\bar{\theta}$  がプルーム基準軸の傾き、 $u_i, v_i$  はプルームセグメント  $i$  が放出された時刻の発電所（原点）における  $x$  方向、 $y$  方向の風速成分。

ii)  $\Delta t$  前の風向に比べて、風向変化が  $90^\circ$  以上のとき (Fig. 4.7 (b) 参照)

$\Delta t$  前までのプルームセグメントに対しては、 $\Delta t$  前に求めたプルーム基準軸を用いる。風向変化が  $90^\circ$  以上あった現時点に放出されたプルームセグメントに対しては、プルーム中心軸をプルーム基準軸とする。以後、風向変化が  $90^\circ$  以下であれば、それ以後のプルームセグメントに対しては (i) と同様にプルーム基準軸を求める。

### 4.3 照射線量率計算モデルの開発

原子力発電所から放出された放射性雲による被曝は、内部被曝については拡散計算で得られる濃度値に線量換算係数を乗ずることによって評価される。外部被曝につい

ては、評価点のまわりの放射性雲が寄与するため、それらを考慮できる計算モデルが必要となる。本節では、ガンマ線による外部被曝線量を評価する計算モデルについて述べる。

#### 4.3.1 線量モデルの妥当性<sup>(15)</sup>

緊急時用線量モデルの作成に先立って、線量計算モデルの精度についての検討を行う。本節では、原子力発電所の平常時を対象に、測定値をもとに推定された放射性雲寄与分の照射線量率と線量率計算モデルによって得られる結果の比較を行った。

##### (a) 計算モデル

ガンマ線による照射線量率の計算は一般に次式によりなされる。

$$D = KE\mu_a \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\mu r}}{4\pi r^2} B(\mu r) \chi(x', y', z') dx' dy' dz' \quad (4.16)$$

ここで、

$D$  : 照射線量率 ( $mR/h$ )

$K$  : 照射線量率への換算係数  $1.88 \times 10^6 \left( \frac{dis \cdot m^3 \cdot mR}{MeV \cdot Ci \cdot h} \right)$

$E$  : ガンマ線の平均エネルギー ( $MeV/dis$ )

$\mu_a$  : 空気に対するガンマ線の真吸収係数 ( $m^{-1}$ )

$\mu$  : 空気に対するガンマ線の全吸収係数 ( $m^{-1}$ )

$r$  : 放射性雲中の点 ( $x', y', z'$ ) と評価地点の距離 ( $m$ )

$B(\mu r)$  : 空気に対するガンマ線の再生係数 (—)

$$B(\mu r) = 1 + \alpha(\mu r) + \beta(\mu r)^2 + \gamma(\mu r)^3 \quad (4.17)$$

$\chi(x', y', z')$  : 放射性雲中の点 ( $x', y', z'$ ) における濃度 ( $Ci/m^3$ )

なお、 $\mu_a$ ,  $\mu$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  はガンマ線のエネルギーに依存する。

ガンマ線照射線量率が測定されているモニタリングポストは、通常、発電所の敷地境界およびそこから数kmの間に設置されている。モニタリングポストで測定される線量率の大部分は自然放射線の寄与分で、放射性雲の影響による変動特性としては、一般に10数minから数10min程度の線量率上昇がみられる。このような線量率の短時間変動を気象条件、排出条件の時間変動と対応させて評価することは、濃度分布の計算を定常プルームモデルで行う既存の線量率モデル（例えば文献(16), (17)）ではできない。そこで、気象条件、排出条件の非定常性に対応させて放射性雲寄与線量を評価するため、パフモデルを組み込んだ線量率モデルを作成した。

パフモデルによるガンマ線照射線量率計算の概念を Fig. 4.8 に示す。パフモデルとは、排気筒から連続的に放出される放射性雲を数10 s から数 min 程度の時間間隔で

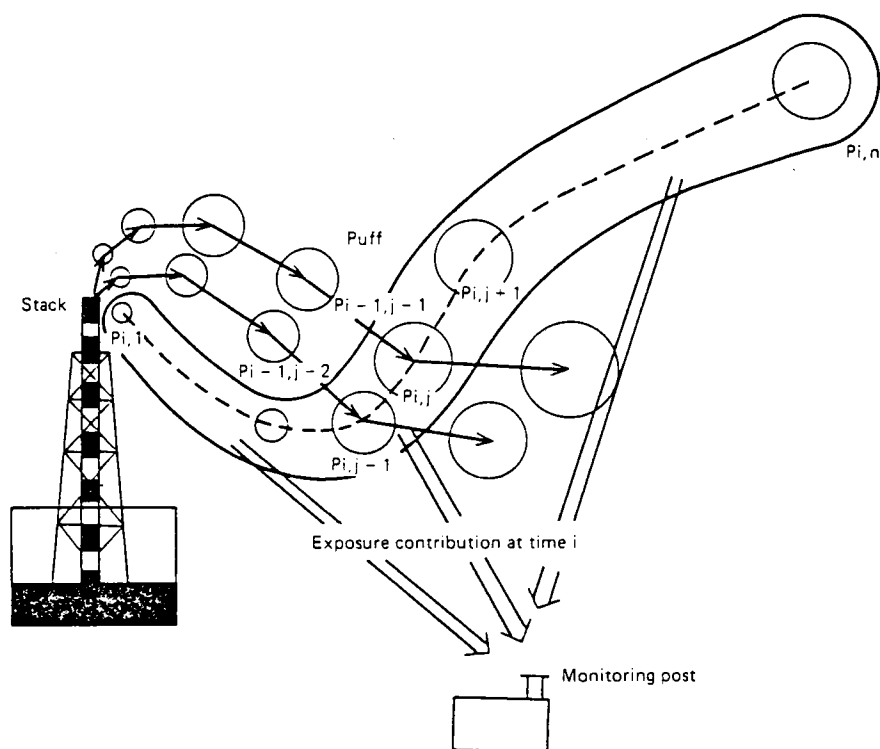


Fig. 4.8 Conceptual scheme of exposure rate calculation with puff model.

放出される気塊（パフと呼ばれる）とみなし、3 次元的に拡散しながら風によって移流されるパフを時刻とともに追跡する計算モデルである。各パフは、ある時間間隔ごとの風によって Fig. 4.8 中の矢印のように移動する。ある時刻  $i$  についてみると、 $P_{i,1}, \dots, P_{i,j-1}, P_{i,j}, \dots, P_{i,n}$  というパフの列が得られる。時刻  $i$  における評価点の線量率は、各パフからの線量率の和を求めることによって計算される。これをパフの放出間隔  $\Delta t$  ごとに繰り返すことによって気象条件、排出条件の非定常性に対応した線量率を計算できる。

各パフからの線量率は、次の濃度分布計算式を (4.16) 式に代入して求めることができる。

$$\chi(x', y', z') = \frac{Q \exp\left\{-\frac{(x'-x_p)^2}{2\sigma_x^2}\right\} \exp\left\{-\frac{(y'-y_p)^2}{2\sigma_y^2}\right\} \left[\exp\left\{-\frac{(z'-z_p)^2}{2\sigma_z^2}\right\} + \exp\left\{-\frac{(z'+z_p)^2}{2\sigma_z^2}\right\}\right]}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \quad (4.18)$$

ここで、 $Q$ はパフの放射能強度、 $(x_p, y_p, z_p)$ はパフの中心の座標、 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ は $x$ 方向、 $y$ 方向、 $z$ 方向の煙の拡がり幅である。パフの拡がり幅は、粒子の1個1個の追跡のアンサンブル平均として扱われるプルームの場合と異なり、2個（1対）の粒子間の距離の変動を考える、いわゆる相対拡散の問題として扱わないといけない。SmithとHay<sup>(18)</sup>は、等方性乱れの場合で1対の粒子の相対運動を考えて、パフの拡がり幅を示す簡単な式を提案した。

$$\frac{\Delta \sigma}{\Delta x} = 3i^2 \quad (4.19)$$

ここで

$$\sigma = \sigma_x = \sigma_y = \sigma_z \quad (4.20)$$

である。また、 $i$ は乱流強度 $(\overline{v'^2})^{\frac{1}{2}}/\overline{u}$ で、これは近似的に風向の標準偏差 $\sigma_w = (\overline{\theta'^2})^{\frac{1}{2}}$ (radians)に等しいため、本計算では $i$ の代わりに $\sigma_w$ を用いて評価する。なお、 $v'$ は横方向の風速変動、 $u$ は風速、 $\theta'$ は風向変動、オーバーバー記号( $\overline{\quad}$ )は平均値を表わす。

パフの拡がり幅の初期値として、本計算では排気筒出口で $\sigma=0$ mを与える。 $\sigma$ の初期値は排気筒の内径、放出速度などを考慮して推定すべきであるが、その方法について現在のところ十分な知見は得られていない。しかし、通常煙の初期の大きさは排気筒内径と同程度の大きさであり、そのような条件のもとでは排気筒出口で $\sigma=0$ mとしても、後のパフの大きさの推定に大きな差をもたらすことはない。また、本計算では $\sigma$ の上限として100 mを設定した。これは、パフの拡がり幅はその場に含まれるパフの大きさと同程度のスケールの渦に支配され無限に大きくなることには疑問がもたれること、評価対象となる発電所の敷地境界、すなわち排気筒から1～2 kmのところでは $\sigma$ が100 m以上になるには乱流強度 $i$ が0.13～0.18以上で継続する必要があること、Högströmの観測データ<sup>(19)</sup>をみても排気筒から2～3 kmの範囲では100 mを超えていないことなどによる。

なお、線量率計算は(i)対象地域の地形の平坦性、(ii)気象条件の対象地域での一様性を仮定して行った。

(b) 対象サイトおよび測定系

ガンマ線照射線量率の計算結果と測定結果の比較は、東京電力福島第1原子力発電所を対象に行った。このサイトには6基のBWR（沸騰水型原子炉）がある。しかし、評価対象とした1978年4月～6月には、1・2号（集合）排気筒以外からの放出寄与はほとんどなかった。そのため、線量率評価は1・2号排気筒から放出される放射性雲だけを対象にした。1号機、2号機の電気出力はそれぞれ460, 784 MW(electric)である。なお、同発電所にはオフガス・チャーコール・ホールドアップシステムが設置され、短半減期核種は排気筒から大気中へ放出される前に除去される。

発電所周辺のモニタリングポストおよび排気筒の位置をFig. 4.9, Table 4.3に示す。

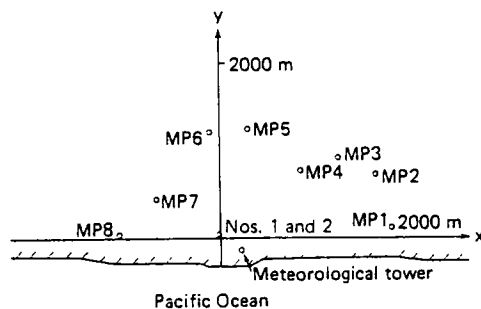


Fig. 4.9 Positions of the stack and monitoring posts(MP).

Table 4.3 Positions of the Stack and Monitoring Posts.

Name	$x$ (m)	$y$ (m)	$z$ (m)
Nos. 1 and 2 stack	0	0	100
MP 1	1995	75	2
MP 2	1750	775	10
MP 3	1350	900	8
MP 4	825	775	5
MP 5	375	1250	9
MP 6	-150	1200	11
MP 7	-750	500	6
MP 8	-1100	50	4

原点は排気筒の真下の地表面とする。放射性雲の仮想煙源は、排気筒高さに煙の上昇高さを加えて評価する必要がある。上昇高さ $\Delta H$ の推定は次のBriggsの式<sup>(20)</sup>により

行う。

$$\Delta H = 3 \frac{V}{U} R \quad (4.21)$$

1・2号排気筒では吹き出し速度  $V = 18\text{m/s}$ 、排気筒内径  $R = 3\text{m}$  である。なお、 $U$  は平均風速である。気象測定は排気筒近くの気象鉄塔で行われ、測器は海拔およそ80mの位置に据えつけられている。風向、風速の測定は3成分超音波風向・風速計によりなされた。風向の標準偏差は、平均化時間10s、サンプリング時間5minとして評価される。Smith と Hay は(4.19)式の乱流強度をそれぞれ1s、3minで評価している。平均化時間、サンプリング時間はともに長くなればなるほど乱流強度は大きくなるため(例えば文献(21))、本線量率計算で用いる乱流強度は Smith と Hay が評価したものより10~20%大きくなっている可能性がある。

排気筒から放出される放射性希ガスの放射能強度は Na I (Tℓ) シンチレーションディテクタを検出器とするスタックモニタにより測定され、得られたスペクトルからガンマ線平均エネルギーが計算される。環境の放射線量率はガンマ線エネルギー依存性を補償する3inch径×3inch長の Na I (Tℓ)線量計<sup>(22)</sup>により測定された。なお、Na I (Tℓ)線量計は100  $\mu\text{Ci}$  の  $^{226}\text{Ra}$  標準線源を用いて校正し、線量値の誤差は $\pm 6.8\%$ 以内であることが確認されている。

#### (c) 線量率計算および測定結果との比較

ガンマ線照射線量率の計算結果と測定結果の比較例をFig. 4.10に示す。測定値は30s間隔、計算値は90s間隔に得られている。図中、測定値を横切る破線および実線は自然放射線によるバックグラウンドレベルを表わしている。実線部分は、計算結果と

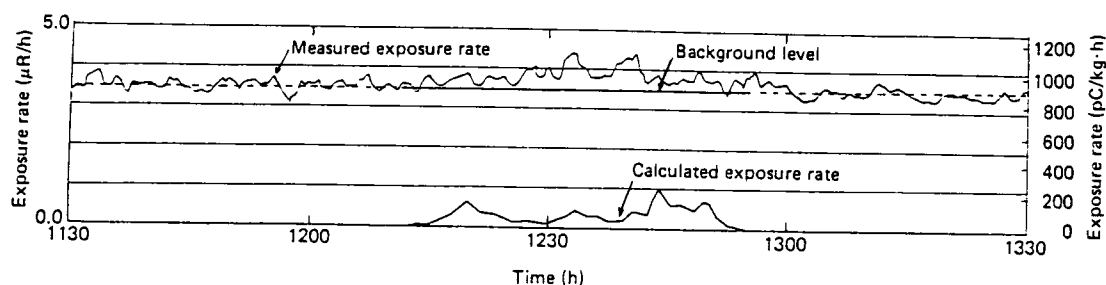


Fig. 4.10 Example of exposure rate calculation : measured exposure rate and calculated exposure rate, June 7, 1978.

して  $0.1 \mu\text{R/h}$  以上の線量率が得られる期間を示している。バックグラウンドレベルの推定は Ohba ら<sup>(23)</sup>の方法により行った。この方法は、風向や線量率の時間変動特性（標準偏差）などから放射性雲寄与の有無を判断し、寄与がある期間の前後の線量率値からその期間に対するバックグラウンド線量を定めるものである。Fig. 4.10の計算に必要な気象入力条件をFig. 4.11に示す。風向変動を横切る一点鎖線はモニタリングポストの方向を示す。Fig. 4.12は放出放射能強度の時間変動を示している。ガンマ線の

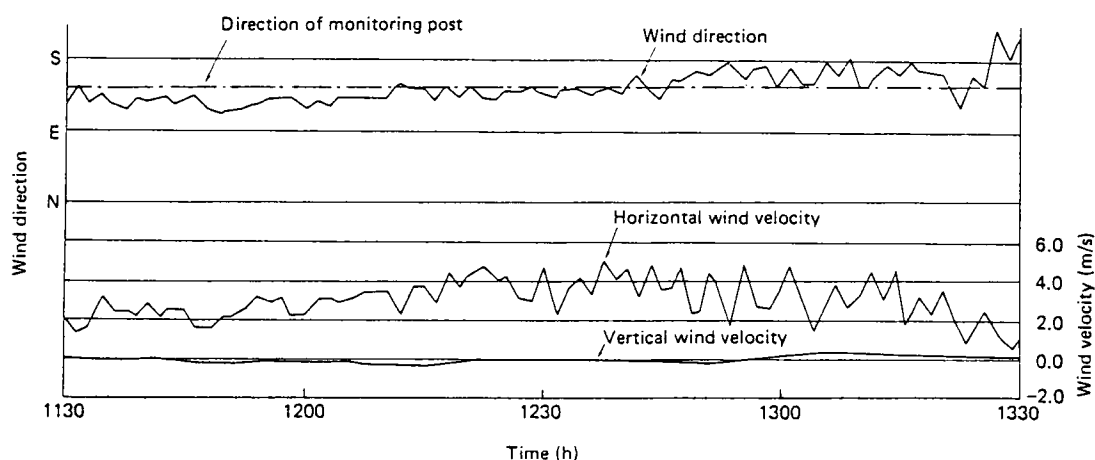


Fig. 4.11 Example of exposure rate calculation ; input data of meteorological conditions, June 7, 1978.

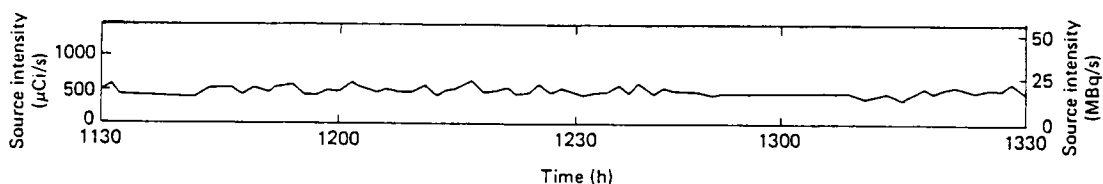


Fig. 4.12 Example of exposure rate calculation ; input data of source intensity, June 7, 1978.

Table 4.4 Coefficients for gamma exposure rate calculation (1).

Average Gamma Energy (MeV)	Atmospheric Temperature (°C)	Coefficients for Buildup Factor <sup>a</sup>			True Linear Absorption Coefficient for Air, $\mu_a^b$ (m <sup>-1</sup> )	Total Linear Absorption Coefficient for Air, $\mu^b$ (m <sup>-1</sup> )
		$\alpha$	$\beta$	$\gamma$		
0.79	15	0.984	0.254	-0.0022	$3.74 \times 10^{-3}$	$8.65 \times 10^{-3}$

a Health Phys., 21 [ 3 ], 471 (1971)

b Reactor physics constants, ANL-5800 (2nd ed.) (1963)



平均エネルギー，ガンマ線エネルギー依存の各係数をTable 4.4に示す。Figs. 4.10, 4.11から，モニタリングポストの方向に風が吹く場合に測定値の線量率上昇がみられ，その期間に対応して計算結果が得られているのがわかる。

Fig. 4.13は，計算によって得られた時間積算照射線量と測定値から推定される放射

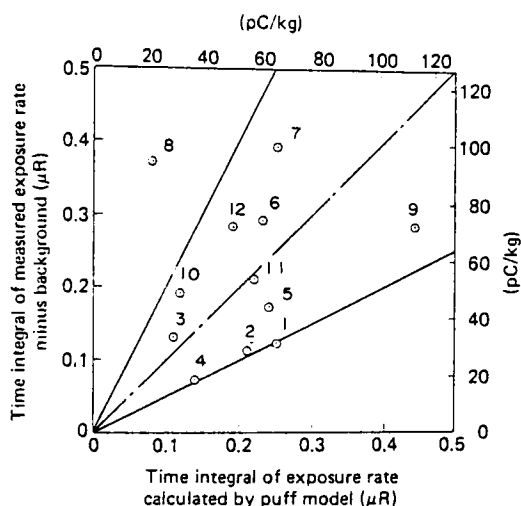


Fig.4.13 Comparisons of time integral of measured exposure rate less the background and that of exposure rate calculated by puff model.

Table 4.5 Comparisons of time integral of calculated exposure rates with that of measured exposure rates less background.

Example No.	Date	Time	Monitoring post	Measured exposure rate less background ( $\mu R$ )	Three-dimensional integration puff model ( $\mu R$ )	Simplified puff model ( $\mu R$ )
1	1978. 6. 6	17:20~18:00	1	0.12	0.25	0.23
2	6. 6	16:30~18:00	2	0.11	0.21	0.20
3	6. 6	16:30~17:30	3	0.13	0.11	0.11
4	6. 6	13:40~14:40	4	0.07	0.14	0.12
5	6. 6	14:40~15:30	4	0.17	0.24	0.27
6	6. 6	16:00~17:30	4	0.29	0.23	0.12
7	6. 7	12:10~13:10	3	0.39	0.25	0.19
8	6. 8	6:30~ 7:30	7	0.37	0.08	0.10
9	4.14	11:00~12:00	4	0.28	0.44	0.44
10	4.14	12:00~13:00	4	0.19	0.12	0.18
11	4.14	10:10~11:00	5	0.21	0.22	0.13
12	4.14	9:40~10:30	6	0.28	0.19	0.21

性雲寄与線量の比較を行ったものである。図中、1点鎖線は両者が1対1に対応する直線であり、その両側の実線は傾きが $\frac{1}{2}$ および2の直線である。プロット点の右肩の数字はTable 4.5の例番号と対応している。この表で、3重積分パフモデルが本節の計算モデルである。Fig. 4.13, Table 4.5 から、計算結果は測定値から推定される値とほぼファクター2の範囲内で一致していることがわかる。

#### 4.3.2 緊急時用線量モデル<sup>(24)</sup>

##### (a) モデルの概略

前節の計算モデルは、(4.16)式の形からもわかるように個々のパフについて濃度分布を3重積分しなければならない。およその見積りであるが、1地点1時間分の評価をするのに約15min（富士通FACOM 230-60使用）かかる。これでは緊急時のリアルタイムな線量率評価には適用できない。著者は<sup>(25), (26)</sup>、計算時間短縮のため濃度分布を空間積分せず、パフの拡がり幅とパフの中心から評価地点までの距離によって簡便に照射線量率を評価する簡略パフモデルを作成した。このモデルの計算結果は濃度分布を3重積分するパフモデルと同じ予測精度をもち、計算時間は1/30以下に短縮された。Table 4.5の右端の欄は簡略パフモデルの計算結果を示している。

本節で開発を行う緊急時用線量モデルの基本的な考え方は、簡略パフモデルと同じである。ただし、本モデルは事故時に用いることを考えてTable 4.6に示すような点

Table 4.6 Comparison of attributes of the simplified puff model and the model proposed in this section.

Attribute	Simplified puff model	The model proposed in this section
Modeling domain	Within a perimeter about 2 to 3km from a nuclear power plant	Within a perimeter about 10km from a nuclear power plant
Treatment of spatial variation in wind field	Uniform	Variable
Time variation in meteorological conditions and release rate required	30 s~several mins(for an increase in exposure rate of the order of 10 min)	10 mins ~ 1 h (over a several hours~ days release period)
Treatment of atmospheric diffusion	Gaussian, isotropic	Gaussian, anisotropic

について改良を行った。簡略パフモデルは平常時の原子力発電所の敷地境界辺りでの線量評価を目的に開発された。そのため、対象地域は発電所周辺2～3 kmで、その範囲では気象条件は一樣であると考えて線量計算を行った。一方、緊急時用線量モデルは、事故時に防災対策上特に重要となる発電所周辺10kmを対象にする。この範囲では地形などの影響があり、気象条件を一樣と見なすことはできないため、気象条件の空間変動を考慮できるようにする。簡略パフモデルでは10数min～数10min程度の放射性雲寄与の線量率上昇を評価するため、30s～数minの気象条件、排出条件の時間変動を考えた。事故時の場合、分単位で気象条件、排出条件の変動を考えることは計算の制約から無理なことから10min～1 h程度の変動を考える。これにより放射性雲の流跡はパフよりもセグメントプルームの形になり、拡散を評価するガウス型流跡モデルと結合できる。放射性雲の拡散状態は簡略パフモデルでは等方性で正規分布としたが、本モデルでは非等方性の正規分布とする。

#### (b) 計算手順

Fig. 4.14はプルーム中心軸等の地表面への投影図であるが、これをもとに照射線量率の計算方法について述べる。説明は簡単のため2次元で行う。まず、4.2.3節で述べた方法で放射性雲のプルーム中心軸、プルーム基準軸等を決める。評価点Aからプルーム基準軸に垂線をおろし、それがプルーム中心軸と交わった点Cを評価の基準にす

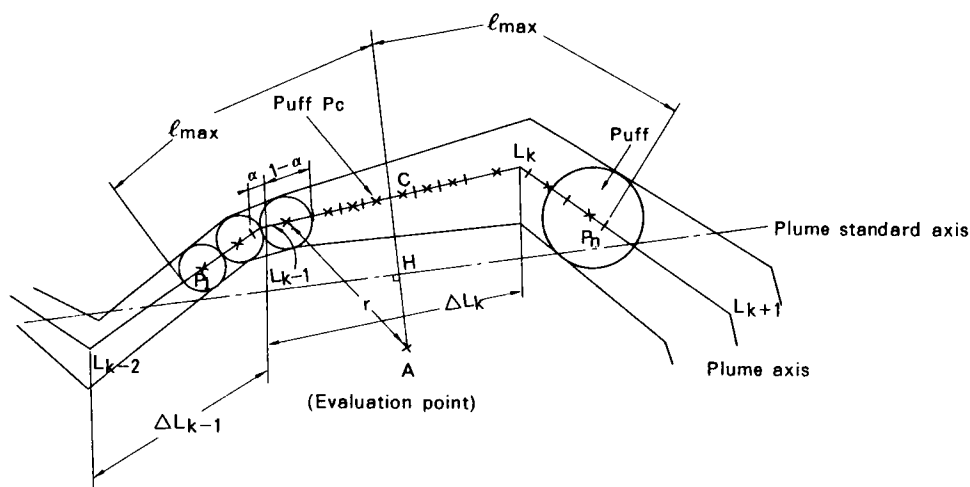


Fig. 4.14 Conceptual scheme of exposure rate calculation with plume segment model ("x" indicates the position of the center of the puff).

る。点Cからプルーム中心軸に沿って風上，風下側に放射性雲線量寄与範囲を決め，その長さを $\ell_{\max}$ とする。 $\ell_{\max}$ を幾つかに分割し，その中点（×印で示す）にパフの中心があるとする。各パフからの線量率 $D_p$ は，ガンマ線のエネルギーが一定のとき，パフの中心と評価点の距離とパフの拡がり幅に主に依存する。煙の拡がり幅は4.2.3節で述べた方法でプルーム中心軸の節点での値が求まっている。そのため，例えば区間 $\overline{L_{K-1}L_K}$ に存在するパフの拡がり幅は節点 $L_{K-1}$ ， $L_K$ における煙の拡がり幅から内挿して求める。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \sigma_y \\ \beta &= \sigma_y / \sigma_z \end{aligned} \right\} \quad (4.22)$$

としたとき，求めるべき線量率は $D_p(\sigma_z, \beta, r)$ で表わせる。ここで， $\sigma_x$ ， $\sigma_y$ は水平方向のパフの拡がり幅， $\sigma_z$ は鉛直方向のパフの拡がり幅， $r$ はパフの中心と評価点の距離である。任意の $\sigma_z$ ， $\beta$ ， $r$ に対する線量率は，予め基準となる $\sigma_z$ と $\beta$ （ $\sigma_{zm}$ ， $\beta_n$ と表わす）について求めておいた線量率と $r$ の関係から計算する。Fig. 4.15に示す座標系で $x=y=z$ ，即ち $\varphi \simeq 35^\circ$ のとき，正規分布をした単一パフからの照射線量率を次の組み合わせについて求めた。

$$\sigma_{zm} = 5, 40, 70, 100, 200, 300, 500, 700, 1000 \text{ m}$$

$$\beta_n = 0.1, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 5.0, 10.0, 20.0$$

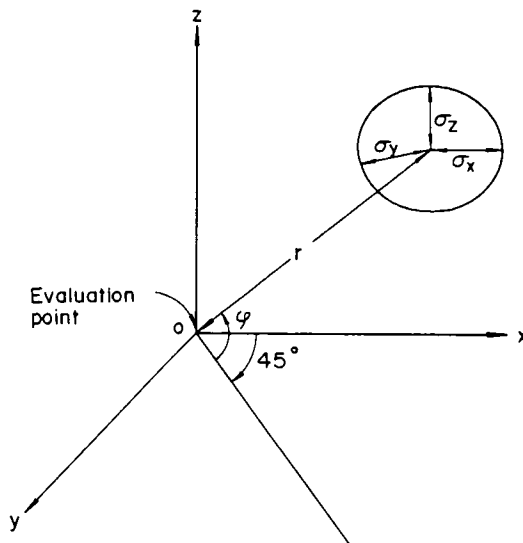


Fig.4.15 Coordinate system for the calculation of exposure rate from a Gaussian puff.

単一パフからの照射線量率は、(4.16)、(4.18)式により計算される。本計算ではガンマ線のエネルギーを  $E = 0.5 \text{ MeV}$ 、パフの放射能強度を  $Q = 1 \text{ Ci}$  とした。エネルギー依存の各係数を Table 4.7 に示す。

Table 4.7 Coefficients for gamma exposure rate calculation (2).

Average Gamma Energy (MeV)	Atmospheric Temperature (°C)	Coefficients for Buildup Factor <sup>a</sup>			True Linear Absorption Coefficient for Air, $\mu_a^b$ (m <sup>-1</sup> )	Total Linear Absorption Coefficient for Air, $\mu^b$ (m <sup>-1</sup> )
		$\alpha$	$\beta$	$r$		
0.5	15	1.000	0.4492	0.0038	$3.84 \times 10^{-3}$	$1.05 \times 10^{-2}$

a Health Phys., 21 [3], 471 (1971)

b Reactor physics constants, ANL-5800 (2nd ed.) (1963)

単一パフからの照射線量率の計算結果例を Fig. 4.16 に示す。これらの計算結果をもとに  $D_p$  と  $r$  の関係を次式で近似した。

$$D_p = 10^{a(\log r)^3 + b(\log r)^2 + c(\log r) + d} \quad (4.23)$$

ここで、 $D_p$  は単位放射能強度当りの照射線量率 (mR/h·Ci) である。係数  $a, b, c, d$  は  $r \leq 200 \text{ m}$  と  $r > 200 \text{ m}$  に分けて求めた。各  $\sigma_{zm}$ ,  $\beta_n$  の組に対するこれら係数の値を Table 4.8 に示す。Fig. 4.17 は近似結果例を示している。重なるところは実線で示した。なお、 $r < 10 \text{ m}$  では (4.23) 式を用いて線量率を求めるより  $r = 10 \text{ m}$  として計算し

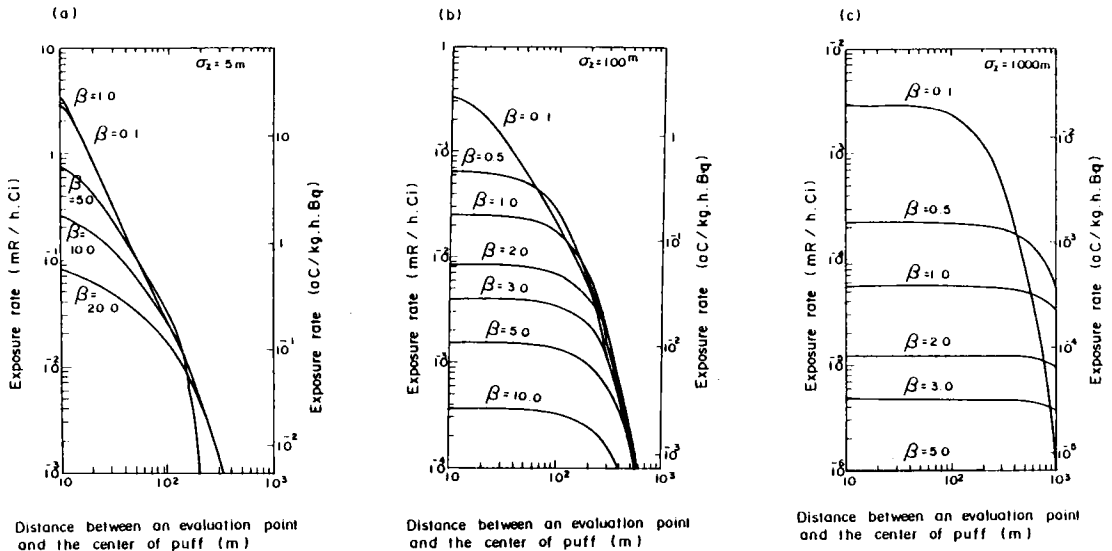


Fig. 4.16 Exposure rate due to a Gaussian puff.

Table 4.8 Coefficients for approximate polynomial equations.

5.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
0.1	-2.080	9.107	-1.4775	8.212	-2.3520	13.091	-24.180	14.689
0.5	-0.815	3.449	-6.828	4.689	-3.1834	24.353	-62.216	52.732
1.0	-0.334	1.597	-4.601	3.901	-1.8644	14.794	-39.448	34.926
2.0	0.003	-0.362	-0.926	1.676	-2.692	13.227	-19.332	4.912
3.0	0.180	-1.500	1.444	0.072	-7.541	55.060	-13.776	11.498
5.0	0.084	-1.262	1.719	-0.648	-8.423	6.1841	-15.493	12.933
10.0	-0.416	1.135	-1.524	0.231	-7.768	56.712	-14.162	11.790
20.0	-0.488	1.698	-2.374	0.075	-7.840	56.991	-14.145	11.690
40.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
0.1	-0.162	0.391	-1.642	1.451	-2.0369	15.951	-4.1944	36.650
0.5	0.481	-3.625	6.338	-3.590	-9.120	68.186	-17.366	14.734
1.0	-0.797	2.550	-2.753	0.231	-8.155	59.744	-14.956	12.486
2.0	-0.093	4.305	-5.644	1.230	-8.009	58.576	-14.641	12.206
3.0	-0.902	3.599	-4.762	0.584	-7.622	55.243	-13.676	11.275
5.0	-0.685	2.740	-3.637	-0.281	-7.891	57.230	-14.099	11.506
10.0	-0.525	2.100	-2.787	-1.225	-8.564	63.787	-16.034	13.263
20.0	-0.451	1.819	-2.428	-2.006	-6.755	50.497	-12.755	10.496
70.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
0.1	-0.399	1.276	-2.448	1.339	-1.1233	85.432	-22.031	18.906
0.5	-0.787	2.586	-2.879	0.207	-8.257	60.310	-15.046	12.517
1.0	-1.143	4.634	-6.206	1.448	-7.857	57.504	-14.404	12.048
2.0	-0.707	2.914	-3.951	0.020	-7.699	55.899	-13.855	11.440
3.0	-0.540	2.230	-3.026	-0.685	-7.937	57.664	-14.232	11.643
5.0	-0.419	1.726	-2.340	-1.397	-8.643	64.141	-16.077	13.288
10.0	-0.347	1.435	-1.951	-2.168	-7.152	53.492	-13.509	11.145
20.0	-0.278	1.150	-1.559	-2.996	-5.203	38.283	-9.5441	7.6421
100.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
0.1	0.085	-1.142	1.609	-1.028	-2.600	12.377	-1.6687	2.208
0.5	-1.118	4.411	-5.788	1.308	-7.822	57.183	-14.296	11.920
1.0	-0.790	3.274	-4.460	0.379	-8.027	58.761	-14.702	12.279
2.0	-0.417	1.730	-2.359	-1.031	-7.398	52.895	-12.848	10.334
3.0	-0.322	1.340	-1.828	-1.580	-8.046	58.543	-14.394	11.664
5.0	-0.258	1.069	-1.450	-2.176	-7.783	57.579	-14.359	11.736
10.0	-0.211	0.873	-1.186	-2.909	-5.621	41.136	-10.169	8.1093
20.0	-0.171	0.706	-0.958	-3.686	-4.218	29.898	-7.1613	5.3644
200.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
0.1	0.181	-1.832	3.411	-2.795	-9.149	68.213	-17.279	14.544
0.5	-0.584	2.409	-3.265	-0.396	-7.902	57.450	-14.235	11.737
1.0	-0.246	1.021	-1.390	-1.681	-6.591	45.317	-10.491	7.9291
2.0	-0.135	0.565	-0.779	-2.484	-9.005	66.572	-16.481	13.354
3.0	-0.099	0.409	-0.555	-2.930	-8.287	61.896	-15.468	12.591
5.0	-0.094	0.395	-0.546	-3.382	-6.748	50.291	-12.544	10.089
10.0	-0.074	0.306	-0.416	-4.096	-5.919	44.118	-11.005	8.7419
20.0	-0.064	0.264	-0.360	-4.927	-6.152	46.482	-11.738	9.3804
300.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
0.1	-0.372	0.867	-0.550	-1.334	-8.455	61.795	-15.345	12.637
0.5	-0.312	1.297	-1.770	-1.463	-7.062	49.780	-11.872	9.3181
1.0	0.021	-0.232	0.521	-3.057	-1.0318	77.116	-19.281	15.822
2.0	-0.060	0.250	-0.339	-3.169	-1.0468	80.806	-20.791	17.474
3.0	-0.039	0.157	-0.204	-3.587	-8.918	68.993	-17.786	14.890
5.0	-0.040	0.161	-0.215	-4.045	-7.731	59.828	-15.427	12.823
10.0	-0.039	0.162	-0.220	-4.748	-7.148	55.422	-14.314	11.816
20.0	-0.019	0.066	-0.077	-5.819	-6.435	49.954	-12.918	10.527
500.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
0.1	-0.842	3.321	-4.360	0.023	-8.020	59.288	-14.894	12.382
0.5	-0.135	0.567	-0.782	-2.460	-9.306	68.980	-17.120	13.918
1.0	-0.051	0.215	-0.297	-3.228	-1.0408	80.988	-20.980	17.737
2.0	-0.012	0.042	-0.048	-3.948	-6.802	53.256	-13.871	11.607
3.0	-0.019	0.078	-0.106	-4.289	-5.782	45.321	-11.814	9.7973
5.0	-0.009	0.030	-0.035	-4.820	-5.058	39.641	-10.333	8.4647
10.0	-0.017	0.070	-0.093	-5.672	-4.247	33.224	-8.6469	6.9070
20.0	-0.015	0.059	-0.080	-7.130	-3.501	27.338	-7.1042	5.4197
700.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
0.1	-0.728	2.976	-4.011	-0.415	-7.587	55.997	-14.058	11.666
0.5	-0.072	0.303	-0.417	-3.021	-1.0556	81.174	-20.816	17.454
1.0	-0.021	0.084	-0.111	-3.740	-5.556	43.235	-11.201	9.2700
2.0	-0.014	0.058	-0.079	-4.375	-2.817	21.926	-5.6829	4.4565
3.0	-0.019	0.084	-0.119	-4.739	-2.296	17.876	-4.6330	3.5131
5.0	-0.006	0.020	-0.022	-5.340	-1.992	15.500	-4.0156	2.9245
10.0	-0.014	0.062	-0.090	-6.401	-1.811	14.081	-3.6453	2.4942
20.0	-0.006	0.021	-0.024	-8.360	-1.669	12.973	-3.3587	2.0554
1000.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
0.1	-0.477	1.971	-2.678	-1.351	-7.122	52.220	-13.015	10.689
0.5	-0.035	0.144	-0.193	-3.564	-7.660	59.576	-15.427	12.920
1.0	-0.010	0.040	-0.052	-4.228	-2.800	21.805	-5.6525	4.4470
2.0	-0.008	0.035	-0.050	-4.874	-1.407	10.947	-2.8370	1.9555
3.0	-0.006	0.027	-0.040	-5.296	-1.148	8.925	-2.3112	1.4590
5.0	-0.010	0.044	-0.062	-5.963	-1.010	7.841	-2.0287	1.1468
10.0	-0.001	-0.001	0.007	-7.435	-0.929	7.211	-1.8647	8.610
20.0	-0.007	0.031	-0.044	-1.0049	-0.879	6.829	-1.7671	5.141

The diagram illustrates the structure of the matrix of the system of equations. It is a grid with a vertical axis labeled  $\sigma_z$  and a horizontal axis labeled  $\beta = \frac{\sigma_y}{\sigma_z}$ . The grid is divided into two main sections by a vertical dashed line. The left section is labeled "Coefficients of approximate polynomial equations for  $r < 200m$ " and the right section is labeled "Coefficients of approximate polynomial equations for  $r \geq 200m$ ". Both sections contain coefficients 'a', 'b', 'c', and 'd' in a grid pattern. A horizontal arrow labeled "dummy" spans the top of the matrix.

た方が近似度がよい。また、 $r > 3000\text{ m}$ では線量率寄与が充分小さいので  $D_p = 0\text{ mR/h}\cdot\text{Ci}$ にする。

- (i)  $D_p(\sigma_{zm}, \beta_n, r)$
- (ii)  $D_p(\sigma_{zm+1}, \beta_n, r)$
- (iii)  $D_p(\sigma_{zm}, \beta_{n+1}, r)$
- (iv)  $D_p(\sigma_{zm+1}, \beta_{n+1}, r)$

$$D_p(\sigma_{zp}, \beta_n, r) = 10 \frac{(\sigma_{zp} - \sigma_{zm}) \log D_{p,m+1} + (\sigma_{zm+1} - \sigma_{zp}) \log D_{p,m}}{\sigma_{zm+1} - \sigma_{zm}} \quad (4.24)$$
$$D = \frac{E}{E_0} \sum_{i=1}^n \left\{ \frac{Q' \cdot \Delta \ell_i \cdot \alpha}{\frac{\Delta L'}{\Delta t}} + \frac{Q \cdot \Delta \ell_i \cdot (1 - \alpha)}{\frac{\Delta L}{\Delta t}} \right\} D_i \quad (4.25)$$

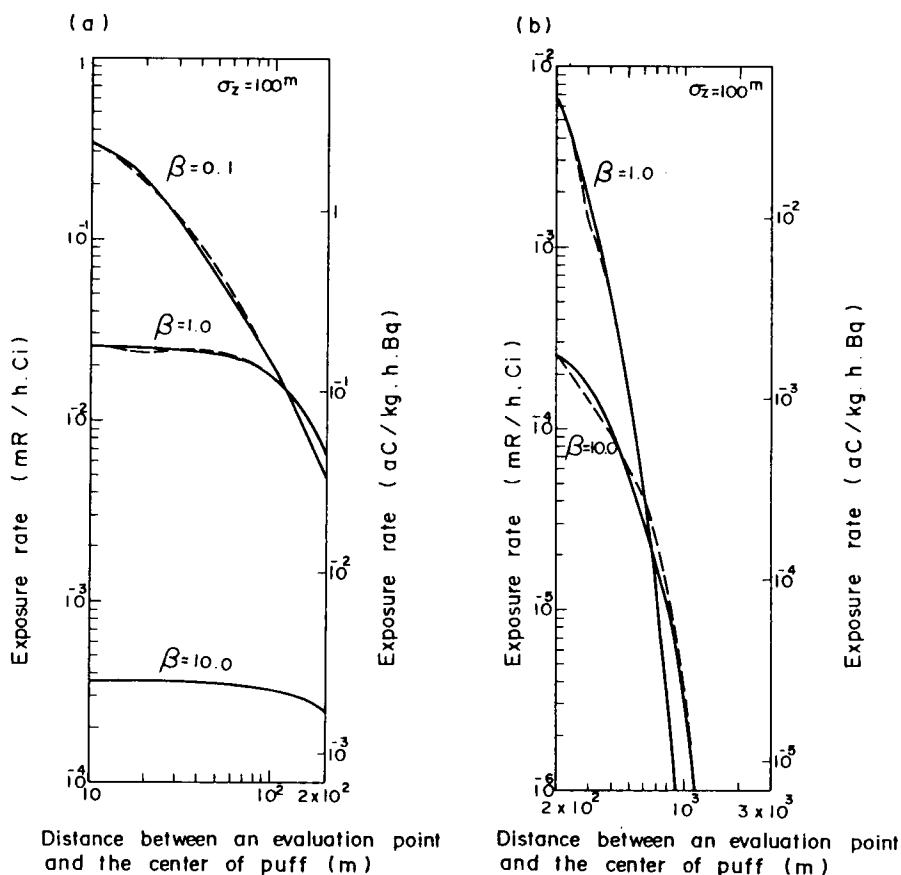


Fig. 4.17 Comparison of exposure rate calculated by approximate polynomial equations and three-dimensional integration of the distribution of concentration.

----- : approximate polynomial equations method,  
 ————— : three-dimensional integration method.

ここで、

D : 評価点における放射性雲からの線量率 (mR/h)

E : ガンマ線のエネルギー (MeV)

$E_0$  : 基準となるガンマ線のエネルギー 0.5 (MeV)

Q, Q' : パフの中心位置が存在する放射性雲断片およびその隣接断片の放出放射能強度 (Ci/s)



$\Delta L, \Delta L'$  : パフの中心位置が存在する放射性雲断片およびその隣接断片の長さ(m)

$\Delta \ell_i$  : パフが代表する区間距離 (m)

$\alpha$  :  $\Delta \ell_i$  のうち隣接放射性雲断片に属する割合 (-)

$\Delta t$  : 放射性雲断片の放出間隔 (s)

$D_i$  : あるパフからの線量率 (mR/h·Ci)

$n$  : 対象とするパフの個数

ガンマ線のエネルギーへの比例性は厳密にはなりたないが、 $E_0 = 0.5 \text{ MeV}$  のとき、軸上照射線量率については  $0.3 \sim 2 \text{ MeV}$  の範囲で妥当である<sup>27)</sup>。

以上の手順により線量率の計算が可能であるが、実用上放射性雲の寄与範囲  $\ell_{\max}$  は無限にとることはできない。 $\ell_{\max}$  を小さくとれば放射性雲の線量率寄与を過小評価することになる。そのため (4.25) 式を以下のようにして補正する。Fig. 4.14でパフ  $P_c$  は点Cに最も近いパフ、 $P_1$  は  $2 \times \ell_{\max}$  の中で最も上流側にあるパフ、 $P_n$  は最も下流側にあるパフである。それらのパフからの線量率をそれぞれ  $D_{pc}, D_{p1}, D_{pn}$  で表わし次式を計算する。

$$\epsilon = \frac{1}{2} \left( \frac{D_{p1} + D_{pn}}{D_{pc}} \right) \quad (4.26)$$

$\epsilon$  の値に応じて (4.25) 式で求まる  $D$  の値を補正する。

#### (c) モデルの検証

(b)で組み立てた線量率モデルを用いて放射性雲が定常プルームの場合の線量率を計算した。線量率計算のためのプルームの分割は Fig. 4.18に示すように  $\ell_{\max} = 600 \text{ m}$  にとり、その間を評価点の上流側、下流側とも6区分した。パフの代表区間距離は評価

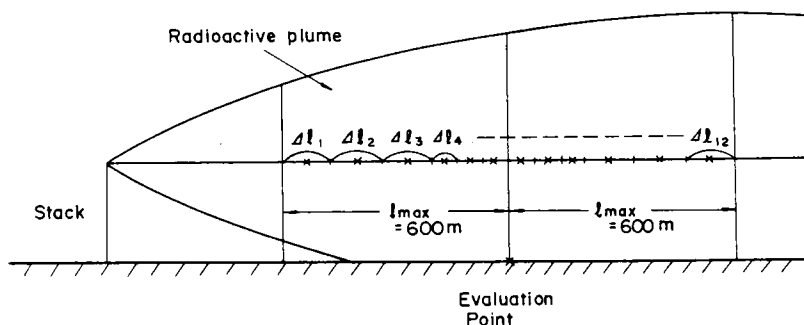


Fig. 4.18 Division of a continuous plume for the calculation of exposure rate.

点から遠い6区間 ( $\Delta\ell_1 \sim \Delta\ell_3$ ,  $\Delta\ell_{10} \sim \Delta\ell_{12}$ ) は 180 m, 評価点に近い6区間 ( $\Delta\ell_4 \sim \Delta\ell_9$ ) は 20 m とした。 $\ell_{\max}$  が放射性雲の線量率寄与範囲に比べて小さい場合の線量率補正係数を求めるため,  $\ell_{\max} = 600$  m のときの線量率と  $\ell_{\max}$  を充分大きくとったときの線量率の比と (4.26) 式で求まる  $\varepsilon$  の関係を求めた。Fig. 4.19 は大気安

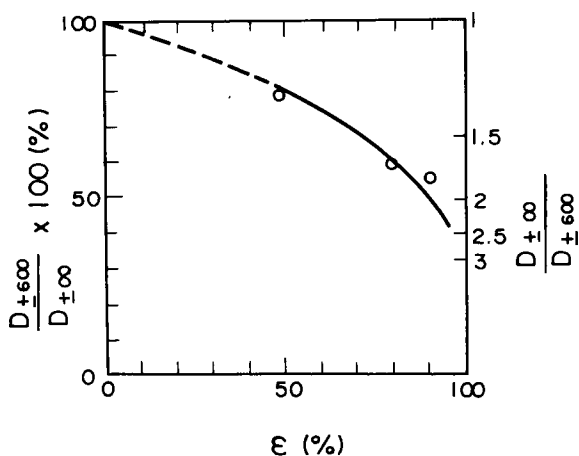


Fig. 4.19 Examination of the domain of integration for the exposure rate calculation.

定度がAのときのもので, この図をもとに線量率補正係数としてTable 4.9 に示す値を与えた。

Table 4.9 Correcting factor for exposure rate calculation.

$\varepsilon$ (%)	Correcting factor
~10	1.0
10~50	1.25
50~70	1.5
70~80	1.75
80~90	2.0
90~	2.5

以上の条件で風速 1 m/s, 放出強度 1 Ci/s のとき, 地表煙軸上の線量率を計算した結果を, 定常プルームモデルを組み込んだ線量モデル GAMMA-CLOUD コード<sup>(17)</sup> による計算結果と比較して Fig. 4.20 に示す。本モデルによる計算結果は, 最も差の大

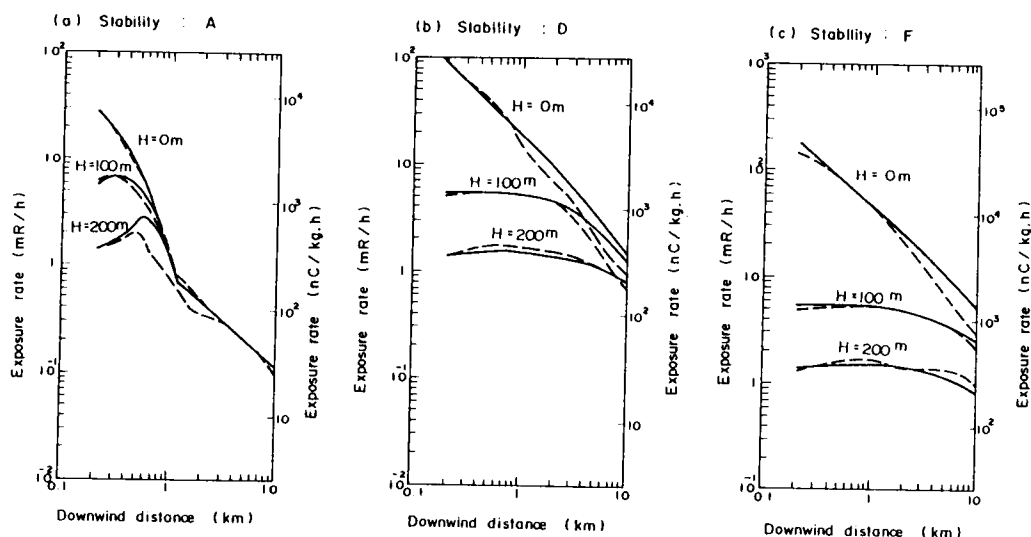


Fig. 4.20 Comparison of exposure rate calculated by the model proposed in this section and GAMMA-CLOUD code (1).  
( ——— GAMMA-CLOUD, - - - - The proposed model )

きなところでも GAMMA-CLOUD コードによる計算結果の  $1/2$  以内に収まっている。大気安定度が D で煙源高度  $H=0, 100$  m や大気安定度が F で  $H=0$  m のとき, 風下距離が数 km を超えて大きくなるにつれて, 本モデルによる計算結果は GAMMA-CLOUD コードによる計算結果に比べて徐々に低くなる。これは, パフの中心と評価点の距離と線量率の関係を求めるとき Fig. 4.15 で示した  $\varphi$  の値, 即ちパフの位置によって線量率が異なることが主な原因と考えられる。Fig. 4.21 は  $\sigma_z = 100$  m,  $r = 200$  m のときの  $\varphi$  の値による線量率の変化を示している。 $H=0$  m のときは  $\varphi = 0^\circ$  に相当し, 本節で求めた線量率と距離の関係は  $\varphi \simeq 35^\circ$  であるため, 煙源高度が低く (例えば  $H=0$  m),  $\beta > 1.0$  (大気安定度が D や F で風下距離が数 km を超えたところではそうなる) のときには本モデルは線量率を低く評価することになる。しかし, 煙源高度が低く風下距離が数 km を超えれば地表付近の濃度はほぼ均一とみなせるので, もし両モデルによる計算結果の差が無視できなくなれば, サブマージョンモデル(例えば文献(28))を使用すればよい。サブマージョンモデルは, 評価点の濃度に線量換算係数を乗じて外部被曝線量

率あるいは照射線量率を求める計算モデルである。Fig. 4.22はサブマージョンモデルによる計算結果と GAMMA-CLOUDコードによる計算結果の比較を示している。こ

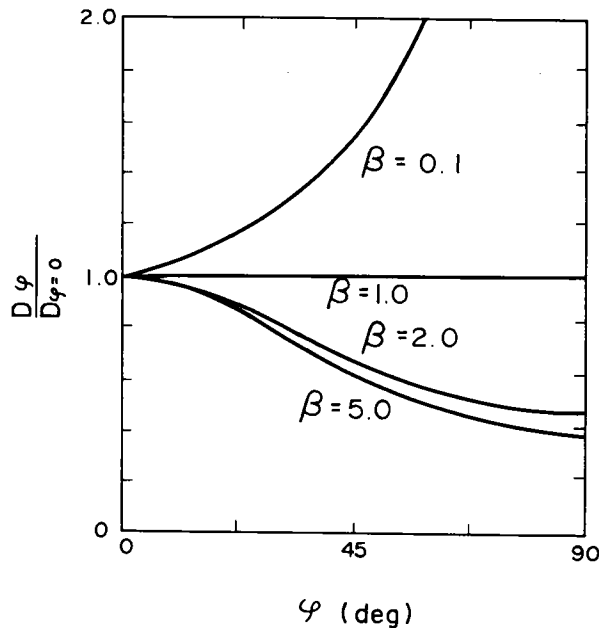


Fig. 4.21 Changes of exposure rate with the position of puff ( $\sigma_z=100\text{m}$ ,  $r=200\text{m}$ ).

の結果は、強い安定状態の高所放出の場合を除いて、原子力発電所から数kmを超えるとサブマージョンモデルが有効に使えることを示している。Fig. 4.23は風下距離1000 mにおける緊急時用線量モデルと GAMMA-CLOUDコードの計算結果の比較を示している。両者の計算結果はほぼ一致している。

以上のことから、本節で開発した緊急時用線量モデルは、サブマージョンモデルが使えない風下数km～10km以内の範囲では有効なことがわかる。なお、照射線量率から全身被曝線量への換算は、放射性雲中希ガスに対する値  $0.7 \text{ rem/R}^{(29)}$  を用いて行う。

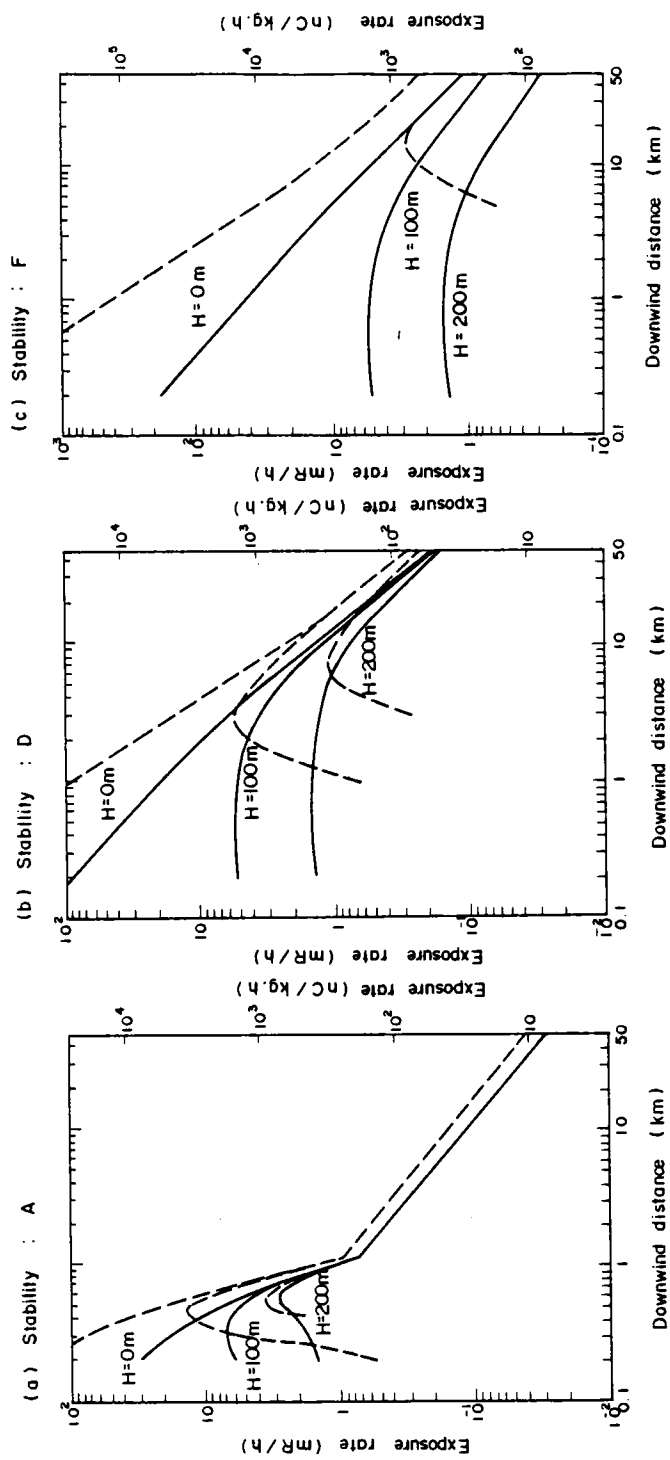


Fig. 4.22 Comparison of exposure rate calculated by submersion model and GAMMA-CLOUD code.  
 ----- : Submersion model, — : GAMMA-CLOUD code

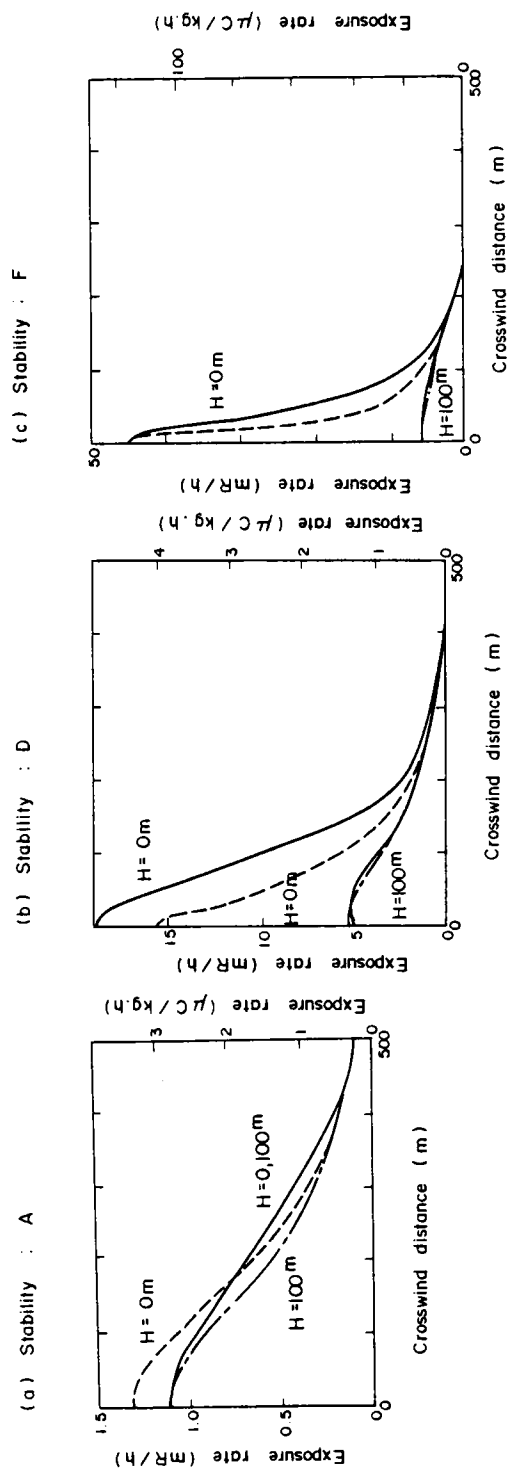


Fig. 4.23 Comparison of exposure rate calculated by the model proposed in this section and GAMMA-CLOUD code (2).  
( ——— GAMMA-CLOUD, ——— The proposed model)

#### 4.4 複雑地形を対象とした濃度，線量評価手法

複雑地形を対象とした濃度，線量評価手法を Fig. 4.24 にまとめる。この方法を原子力発電所の緊急時濃度，線量評価システムに適用することを提案する。

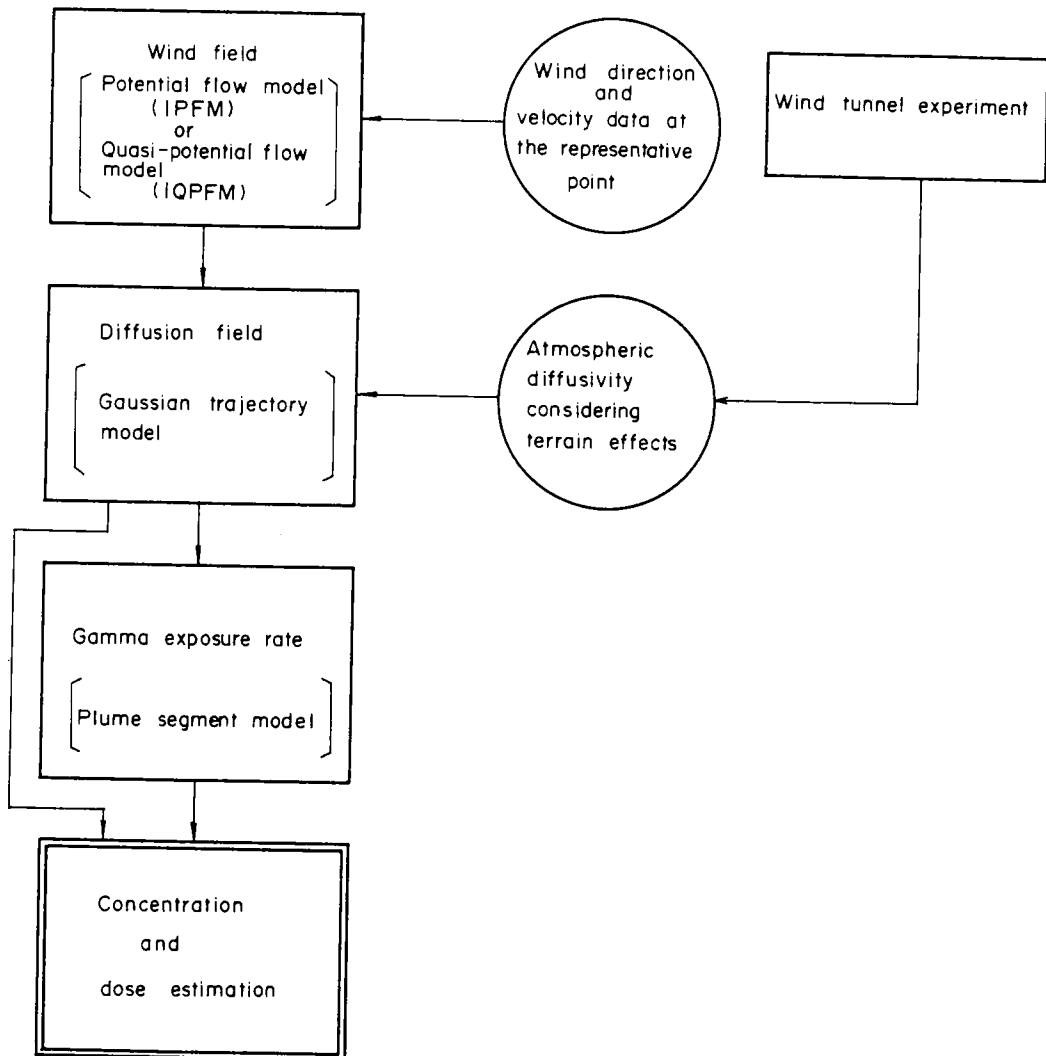


Fig.4.24 Concentration and dose estimation method for complex terrain.

拡散モデルにはガウス型流跡モデルを用いる。これは、ADPIC や有限差分法のモデルを用いると緊急時システムとしては応答性の遅いものになるからである。拡散モデルの拡散係数には、予め風洞実験を行って推定した地形効果を含んだパラメータを用いる。ガウス型の流跡モデルは放射性雲の流跡を求める必要があるため、風の場合モデルとしては任意の点の風速成分が計算できるものがよい。そのため風の場合モデルとしては、ポテンシャル流モデル (IPFM) または擬似ポテンシャル流モデル (IQPFM) が適当である。拡散モデルに流跡モデルを用いることにより、ガンマ線による外部被曝線量計算には 4.3.2 節で開発したブルームセグメントモデルをもとにしたモデルが使用できる。

本手法によって気象条件が変化する場合の濃度、線量計算を行ったので計算例として示す。気象条件は Table 4.10 に示す。放出量は 1 Ci/s, 排気筒高さは 125 m とする。

Table 4.10 Meteorological data.

Time	Wind Velocity	Wind Direction	Atmospheric Stability
0 min	3 m/s	N E	D
1 0	3	N E	D
2 0	2	E N E	B
3 0	2	E N E	B
4 0	2.5	E	B
5 0	2.5	E	B
6 0	2.5	E N E	B
7 0	1.5	N E	B
8 0	2	N N E	C
9 0	2	N	C

対象地形は Fig. 4.3 に示されている。計算結果を Figs. 4.25, 4.26 に示す。



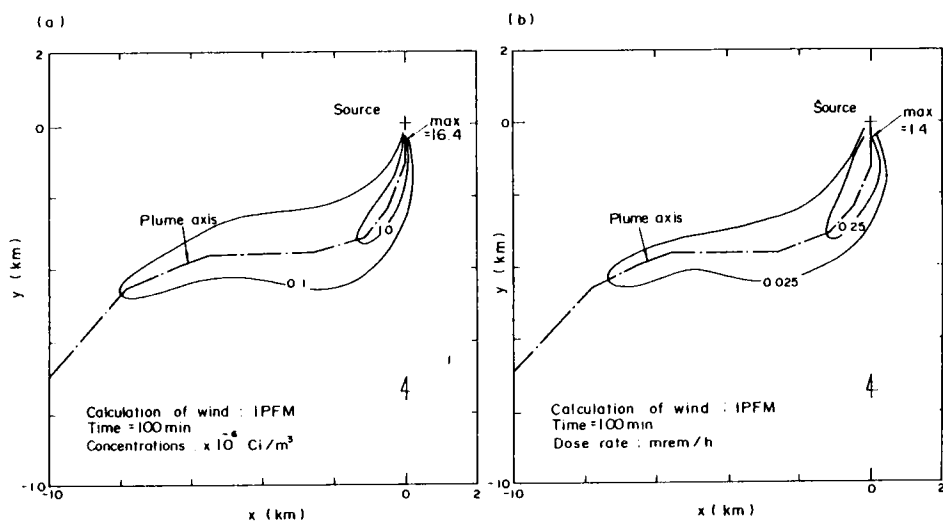


Fig.4.25 An example of concentration and dose estimation (1).

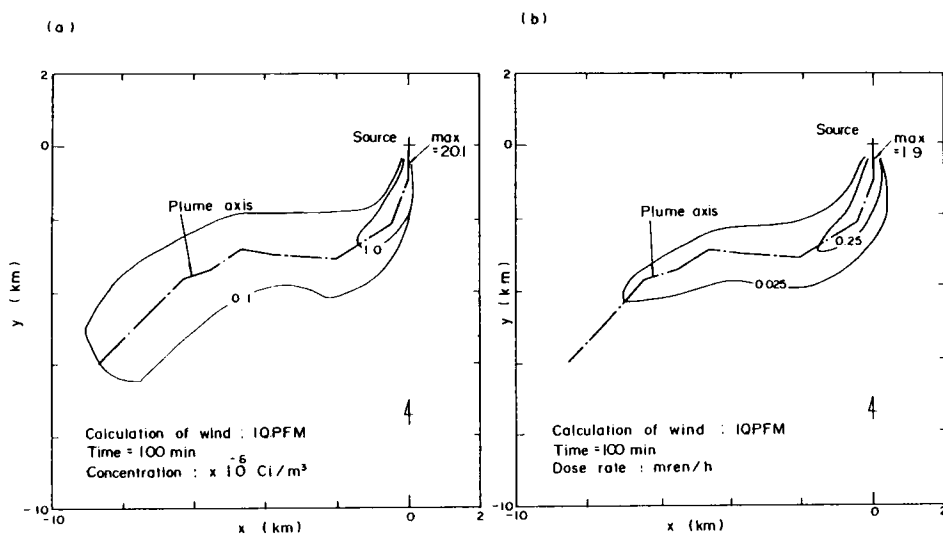


Fig.4.26 An example of concentration and dose estimation (2).

Table 4.11 Comparison of attributes of the concentration and dose estimation method proposed in this chapter and existing methods.

Model	Proposed Method	SPEEDI of JAERI	ARAC of the U. S. A.
Wind Field	Potential Flow Model or Quasi-Potential Flow Model	Objective Analysis Method	Objective Analysis Method
Atmospheric Diffusion	Gaussian Trajectory Model(Plume width considering terrain effects)	Particle Diffusion Method(Combination of particle-in-cell model and similar random walk model)	Particle-in-Cell Model
Dose Rate (External Exposure)	Plume Segment Model	Dose Cell Model (A model for making dose calculation on the basis of the results obtained by the particle diffusion method)	—

Table 4.11 は本濃度，線量評価手法と日本原子力研究所の SPEEDI（開発中）<sup>30)</sup>，米国のローレンス・リバモア国立研究所の ARAC で用いられる複雑地形を対象とした濃度，線量評価手法の比較を示している。原研のシステムは ARAC を基本に開発されたため内容は両者似かよっている。なお，欧米の他の機関は平地を対象としたガウス型の流跡モデルを主体に用いている。

本方法の現在稼動している緊急時システムの濃度，線量評価方法に優る点は以下の通りである。

1. 計算上非常に応答性がよく，10min 程度の気象等の時間変動を容易に扱える。
2. 必要な気象データは代表 1 地点における風向，風速だけで済む。
3. 拡散係数に地形効果を考慮できる。

上記の特徴 1 は緊急時という面から重要である。先の計算例に対して，本方法では風の場合モデルに IPFM を用いた場合 7 s，IQPFM を用いた場合 88s の計算時間を要した（FACOM M-200 使用）。これは実時間に対して数10分の 1 以下で処理が可能なことを示している。なお，計算実行時のリージョンサイズは約 0.6 MB である。特徴 2

は風の観測点が少ない半径10km程度の範囲では重要である。また、1地点分の風のデータの維持、管理だけで済み、システムの運用に当って経済的である。特徴3は他の拡散モデルでは全くといってよい程考えに入れられていないものである。以上から、本濃度、線量評価方法は、緊急時システムに利用されることを考えて簡略化（モデル化）を行って作成されているが、地形効果も十分に考慮された使い易いシステムといえる。

Fig. 4.24により濃度、線量評価の現況解析が可能となる。将来予測を行う場合には、風の間モデルの入力として、気象予測した風向、風速を用いる必要がある。緊急時システムに使用できるような気象予測モデルは、これまでほとんど提案されていなかったが、最近小林ら<sup>31)</sup>は主成分分析法および最大エントロピー法を用いた統計的な予測モデルを作成した。このモデルには、約10地点分の風の観測データが必要となる。しかし、風の間モデルに用いる代表点の数時間～1日先の風向、風速には、数10kmまたはより広い範囲の風の間が寄与するため、気象庁の AMeDAS (Automated Meteorological Data Acquisition System) の観測網が利用でき、データ入取の困難はなくなる。また、緊急時システムの運用費も節約できると思われる。

#### 4.5 ま と め

本論文では、2章において複雑地形上の風の間を計算するポテンシャル流モデル (IPFM)、擬似ポテンシャル流モデル (IQPFM)、3章において複雑地形を対象にしたガウス型流跡モデルを開発した。本章では、これらのモデルの実用性を原子力発電所の緊急時大気環境監視システムを対象に検討した。さらに、線量モデルと結合することにより、複雑地形を対象とした濃度、線量評価手法を提案した。本手法は、風の間や拡散に及ぼす地形効果を十分に考慮でき、計算機上の制約もほとんどない使い易いものである。

濃度、線量評価手法を構成する個々の計算モデルの予測精度は、風の間モデルについては2章で、拡散モデルについては3章で実験結果および他のモデルの計算結果と比較することによってほぼ妥当であることを確かめた。4.3.2節で開発した緊急時用線量モデルの予測精度については、放出事故がない限り確かめようがない。しかし、このモデルは平常時を対象に開発したパフモデルを拡張したものであり、事故時の方が放射性雲寄与が増大するため、平常時を対象にした線量モデルと同程度の予測精度、即

ちファクター2程度は保たれると思う。

以上のことを総括して、本手法は実用的、合理的な濃度、線量評価方法といえる。

## 参 考 文 献

- (1) 市川陽一, 四方浩, 原子力発電所緊急時大気環境監視システムの調査, 電力中央研究所調査報告 283001, 電力中央研究所, 1983.
- (2) Ramsdell, J.V., G.F.Athey and M.Y.Ballinger, Minicomputer Capabilities Related to Meteorological Aspects of Emergency Response, Battelle Pacific Northwest Laboratory, NUREG/CR-2162 PNL-3773, Richland, WA, 1982.
- (3) Dickerson, M.H., J.B.Knox and R.C.Orphan, ARAC Update-1979, Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-52802, Livermore, CA, 1979.
- (4) 今井和彦 編, 日本原子力研究所における緊急時関連の環境安全研究, 保健物理, 18, pp259~267, 1983.
- (5) 科学技術庁原子力安全局防災環境対策室, 原子力防災, 1984.
- (6) Sherman, C.A., A Mass-Consistent Model for Wind Fields over Complex Terrain, J. Appl. Met., 17, pp312~319, 1978.
- (7) Smagorinsky, J., S.Manabe and J. L.Holloway Jr., Numerical Results from a Nine-Level General Circulation Model of the Atmosphere, Mon. Wea. Rev., 93, pp727~768, 1965.
- (8) Deardorff, J.W., A Numerical Study of Three-Dimensional Turbulent Channel Flow at Large Reynolds Numbers, J.Fluid Mech., 41, pp453~480, 1970.
- (9) Lange, R., ADPIC- A Three-Dimensional Particle-in-Cell Model for the Dispersal of Atmospheric Pollutants and its Comparison to Regional Tracer Studies, J. Appl. Met., 17, pp320~329, 1978.
- (10) 日野幹雄, 大西外明, 羽生正範, 水中温水噴流の数値シミュレーション, 第22回海岸工学講演会論文集, pp 179~184, 1975.
- (11) Hirt, C.W. and J.L.Cook, Calculating Three-Dimensional Flows around

- Structures and over Rough Terrain, J. Computational Physics, 10, pp 324~340, 1972.
- (12) Amsden, A. A., The Particle-in-Cell Method for the Calculation of the Dynamics of Compressible Fluids, Los Alamos Scientific Laboratory, LA-3466, Los Alamos, N. Mex., 1966.
- (13) 三菱総合研究所, 熱分布解析プログラム HEAT 使用説明書  
(三菱総研 羽生正範氏より入手)
- (14) Ramsdell, J. V. and G. F. Athey, 'MESOI ; An Interactive Lagrangian Trajectory Puff Diffusion Model, Battelle Pacific Northwest Laboratory, PNL-3998 UC-11, Richland, WA, 1981.
- (15) Ichikawa, Y., A. Kobayashi and Y. Kitada, Real-Time Simulation of Gamma Exposure Rate by Puff Model, Nuclear Technology, 53, pp69~77, 1981.
- (16) Imai, K. and T. Iijima, Assessment of Gamma-Exposure due to a Radioactive Cloud Released from a Point Source, Health Phys., 18, pp 207~217, 1970.
- (17) 杉本脩, 澤口佑介, 金子正人, 放射性プルームからの $\gamma$ 線照射線量率計算コード「GAMMA-CLOUD」について, 保健物理, 14, pp 39~47, 1979.
- (18) Smith, F. B. and J. S. Hay, The Examination of Clusters of Particles in the Atmosphere, Quart. J. R. Met. Soc., 89, pp82~101, 1961.
- (19) Höglström, U., An Experimental Study on Atmospheric Diffusion, Tellus, 16, pp205~251, 1964.
- (20) Briggs, G. A., Plume Rise, U. S. Atomic Energy Commission, 1969.
- (21) Pasquill, F., Atmospheric Diffusion, Ellis Horwood, London, 1974.
- (22) Moriuchi, S and I. Miyanaga, A Spectrometric Method for Measurement of Low-Level Gamma Exposure Dose, Health Phys., 12, pp541~551, 1966.
- (23) Ohba, T et al., Environmental Radiation Monitoring System Development for Atmospheric Plumes from Light Water Reactor Nuclear Power Plants, Nuclear Technology, 56, pp580~590, 1982.

- (24) 市川陽一，佐田幸一，原子力発電所事故時用線量評価モデルの開発－プルームセグメントモデルにもとづいたガンマ線照射線量率計算モデル－，電力中央研究所研究報告 283033，電力中央研究所，1984.
- (25) 市川陽一，四方浩，石田健二，大場健護，原子力発電所からの放射性雲による  $\gamma$  線照射線量率の短時間変動特性の評価方法，日本原子力学会誌，23.3，pp60～67，1981.
- (26) Ichikawa, Y., H. Shikata and K. Ishida, Simulation of Short Fluctuation in Gamma Exposure Rate, ANS Transaction 43, pp80～81, 1982.
- (27) 林隆，白石忠男，排気筒から放出される放射性雲からの  $\gamma$  線照射線量率，JAERI-M 8793，日本原子力研究所，1980.
- (28) Slade, D. H. Ed., Meteorology and Atomic Energy, U.S. Atomic Energy Commission, 1968.
- (29) 科学技術庁原子力安全局原子力安全調査室 監修，原子力安全委員会安全審査指針集，発電用軽水型原子炉施設周辺の線量目標値に対する評価指針について，大成出版社，1981.
- (30) 茅野政道 他，SPEEDI: 緊急時環境線量情報予測システム，JAERI-M 84-050，日本原子力研究所，1984.
- (31) 小林博和，西宮昌，大気境界層における風系の統計予測モデル，電力中央研究所研究報告 282068，電力中央研究所，1983.

## 第 5 章 結 語

本研究は、大気汚染物質の移流、拡散現象に及ぼす地形影響について検討を行ったものである。本論文の内容を以下に各章ごとに要約する。

第 1 章では、数値モデルによる地形影響評価の意義について述べ、既存の風の場合モデル、拡散モデルの紹介を行った。大気拡散現象を研究する手段としては、風洞などの模型実験、現地における気象観測、トレーサー実験、計算機を用いた数値シミュレーションがある。これらは、それぞれ得意とする対象分野があり、相補いあって用いられることが望ましい。数値モデルを用いたシミュレーションについていえば、次のような場合特に威力を発揮する。

- ・大気環境監視システムのように気象条件等の比較的短い変動に対応させて、実時間に近い状態で大気汚染物質の挙動を評価する場合
- ・煙源や気象などの条件を多種、多様に変化させて拡散評価を行う場合
- ・数10km以上の広範囲を対象にする場合や地形効果に加えて熱的效果も考慮する場合

地形が存在する場合の風の場合モデル、拡散モデルは既に多くのものが提案されている。しかし、これらのモデルには次のような問題点があることがわかった。

- (1) 大気環境監視システムに適用できるような実用的、合理的な風の場合、拡散モデルの開発が不充分である。
- (2) 拡散モデルで拡散を支配する物質交換係数に地形効果を考慮する合理的な方法がない。

本論文は、上記問題点の解決を研究目的とした。

第 2 章では、複雑地形が存在する場合の風の場合モデルをポテンシャル流理論をもとに作成した。研究成果は次の通りである。

- (1) ポテンシャル流モデル (IPFM) を開発した。このモデルでは、風速成分は地形などの境界条件を満たすように決められた速度ポテンシャル関数から直接、即時に求まる (そのため、通常ポテンシャル流モデルを略して呼ぶ PFM に immediate を意味する “I” を冠した)。速度ポテンシャル関数は、水平面上に格子状に配置した強さの異なる 3 次元複源と一様流の合成によって得られる。

- (2) 擬似ポテンシャル流モデル (IQPFM) を開発した (IPFM と同じ理由で擬似ポテンシャル流モデルを略して呼ぶ QPFM に “I” を冠した)。このモデルは、IPFM を地表近くの粘性効果が考慮できるように改良したものである。IPFM の流れ場の修正は風速の上流境界条件だけで行われる。
- (3) IPFM, IQPFM の計算結果を風洞および野外模型実験の結果、客観解析法の MATHEW モデルの計算結果と比較した。風向については、山の背後の極めて風速が弱い地点を除いて IPFM (IQPFM) の計算結果はほぼ妥当である。風速については、地形の影響を受けない上空の風速を一樣流として用いた場合、IPFM の計算結果は地表近くで過大評価される。IQPFM では地表近くの風速分布も実験結果とよく一致した。

IPFM, IQPFM の特徴は以下の通りである。

- 簡単な代数計算で風速分布が計算でき、有限差分法や有限要素法と異なり数値解法上の問題がない。
- 格子点だけでなく任意の点の風速成分が求まる。
- 計算に必要な気象データは代表 1 地点の風向、風速だけである。ただし、IQPFM の場合は風速の鉛直分布が必要である。

第 3 章では、IPFM, IQPFM で求まる風の場合をもとに地形が存在する場合の拡散評価を行った。IPFM, IQPFM は格子点だけでなく任意の点の風速成分が計算可能である。そのため流線の評価が容易にできる。この流線を用いて拡散評価を行った。

- (1) IPFM あるいは IQPFM の計算結果として得られる流線間隔の収縮、拡張から地形効果を含んだ拡散係数を推定し、拡散計算を行った。単純地形を対象とした場合、計算結果は風洞実験で得られる結果の定性的な特徴をよく表わした。
- (2) 複雑地形を対象としたガウス型流跡モデルを開発した。このモデルで煙の流跡は IPFM, IQPFM の流線から評価する。また、地形効果を含んだ拡散パラメータとして風洞実験を行って推定した煙の拡がり幅を用いた。本モデルの計算結果は、野外模型実験結果、有限差分法モデルの計算結果と比較的よく一致した。

第 4 章では、原子力発電所の緊急時大気環境監視システムを対象に実用的、合理的な濃度、線量評価手法を作成した。研究成果は次の通りである。

- (1) 代表的な風の場合モデル、拡散モデルについて実用性の比較を行った。検討項目は、両計算モデルの結合性、計算時間など計算機上の制約、必要な気象データである。



風の場合モデルに IPFM または IQPFM, 拡散モデルにガウス型流跡モデルを用いた濃度評価手法は実用的であることがわかった。

- (2) ガンマ線による外部照射線量率計算モデルの予測精度について検討を行った。原子力発電所の平常運転時を対象にパフモデルによる線量率計算モデルを作成し, その計算結果を測定値をもとに推定された発電所寄与分の線量率と比較した。両者はほぼファクター 2 で一致した。
- (3) 緊急時用線量モデルを開発した。このモデルは平常時を対象に作成したパフモデルにもとづく線量率計算モデルを拡張したものである。
- (4) 複雑地形を対象とした濃度, 線量評価手法を作成した。これは, 風の場合モデルに IPFM または IQPFM, 拡散モデルにガウス型流跡モデルを用いた濃度評価手法と (3) の緊急時用線量モデルを結合したものである。本濃度, 線量評価手法の特徴は以下の通りである。
  - ・計算上非常に応答性がよく, 10min 程度の気象等の時間変動を容易に扱える。
  - ・必要な気象データは代表 1 地点における風向, 風速だけで済む。
  - ・拡散係数に地形効果を考慮できる。

最後に, 本論文の研究内容をより高度化するため今後の課題を探る。

- (1) 地形効果に加えて熱的な効果を考慮できる計算モデルを開発すること。本論文で開発した擬似ポテンシャル流モデルやガウス型流跡モデルには, 鉛直方向の風速分布や煙の拡がり幅の形である程度大気安定度を考慮できる。しかし, その程度では移流, 拡散現象に及ぼす熱的效果を考慮したとは言い難い。少なくとも海陸風循環や逆転層存在時に拡散現象を扱えるようにしたい。拡散に及ぼす熱と地形の複合効果の評価を風洞実験で行うことはもちろん, 水槽実験でも実験技術的に難しい。この問題を研究するには数値モデルが最も適している。
- (2) 煙のラグランジュ的な追跡手法を開発すること。煙の挙動はスケールの異なる様々の渦によって支配される。そのため, 現在測定されているスポット的な風の観測データだけで煙の挙動を解析することは, 厳密な意味ではラグランジュ的とはいえない。そこで, 煙の挙動を支配する広い範囲での空間平均風と煙の位置における局所的な乱れから煙を追跡する合理的な手法が必要となる。そのためには, 音波風向, 風速計を利用した空間平均風の観測手法の実用化, 野外模型を対象とした可視化ト

レーザー実験手法およびその解析手法の開発などを進めなければならない。これらの手法が開発され煙をラグランジュ的に追跡できれば、特に大気環境監視システムで煙の挙動を把握するのに役に立つ。

- (3) トータルとしての大気環境監視システムの充実を計ること。濃度あるいは線量の予測手法がいかに合理的、実用的であっても、トータルのシステムとして精度が悪かったり、使いづらかったりしてはいけない。そこで、気象データや特に事故的放出時の発生源データの質を高めること、煙の挙動監視や環境濃度あるいは線量のモニタリング手法を高度化すること、入出力を簡潔、明瞭にするための図表化技術を向上することなどにも一層努力をはらう必要がある。

## 謝 辞

京都大学在学中より常に御教示を賜り、本論文をとりまとめるにあたり御指導を頂いた京都大学工学部衛生工学科平岡正勝教授に心より深甚なる謝意を表します。

また、本論文の内容について議論して頂き、多くの有益な御意見を賜った元（財）電力中央研究所参事本間端雄氏、（財）電力中央研究所エネルギー研究所環境部長四方浩氏、本論文作成にあたって御支援、御助言を賜った環境部大気環境研究室長西宮昌氏には深く感謝致しております。

さらに、著者は京都大学工学部衛生工学科池田有光助教授ならびに平岡研究室の諸先輩、（財）電力中央研究所参事星沢欣二氏、エネルギー研究所専門役千秋鋭夫氏、原子力部安全管理研究室石田健二氏、三菱総合研究所羽生正範氏には研究上特にお世話になっており、ここに謝意を表します。

最後になりましたが、日常の研究生活の中で貴重な御意見、協力を頂いている（財）電力中央研究所環境部大気環境研究室の皆様には厚く感謝致します。